Untersuchung der Anwendbarkeit eines Verfahrens zur Bestimmung der mikroskopischen Rauhigkeit von Oberflächen mittels Streulichtmessung unter Verwendung einer Streutheorie erster Ordnung

Joachim Bodesheim

1979

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544318_0008

Untersuchung der Anwendbarkeit eines Verfahrens zur Bestimmung der mikroskopischen Rauhigkeit von Oberflächen mittels Streulichtmessung unter Verwendung einer Streutheorie erster Ordnung.

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Joachim Bodesheim
aus Leipzig
1978

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. A.Otto

2. Berichterstatter: Prof. Dr. D.Stark

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Januar 1979

Inhaltsverzeichnis.

		Seite
I.	Einleitung	1
II.	Grundzüge der Theorie	4
	1. Die Streutheorie	4
	2. Volumenstreuung	6
	3. Anregung und Streuung von Oberflächenplasmaschwingungen	7
III.	Übersicht über die Versuchsanordnung und die Durchführung der Messungen	10
	1. Der Meßaufbau	10
	2. Das Flüssigkeitsprisma	11
	3. Probenherstellung	12
	4. Die verschiedenen Meßgeometrien	12
	a. Messung des direkten Streulichts von der Metalloberfläche gegen Luft bei senkrechtem Lichteinfall	14
	b. Messung des Streulichts von der Grenzfläche Glas-Metall bei senkrechtem Lichteinfall	14
	c. Messung des Streulichts von der Grenzfläche Glas-Metall bei schrägem Ein- und Ausfall	15
	d. Messung des Resonanzwinkels für die Ankopplung von Oberflächenplasmaschwingungen an der Grenzfläche Metall-Luft	15
	e. Richtungsstreuung von Oberflächenplasmaschwingungen in der Oberfläche	16
	f. Resonanzkopplung der Oberflächenplasmaschwingungen ohne Luftspalt	16
IV.	Ergebnisse, Diskussion und Fehlerbetrachtung	18
	1. Vorbemerkungen zur Nomenklatur	18
	2. Anwendbarkeit der Streutheorie erster Ordnung	19
	3. Oberflächen- oder Volumenstreuung?	28

Seite

4. Zur Frage der Konturierung 34
5. Isotropie der Rauhigkeit und Schrägbedampfung 38
6. Fehlerbetrachtung 44

V. Anwendungsbeispiele 47
1. Ankoppeln von Oberflächenplasmaschwingungen an Licht durch die Oberflächenrauhigkeit einer Metallschicht 47
2. Hinweis auf erhöhte optische Leitfähigkeit an Quecksilberoberflächen 50
3. Zur Güte von Aluminium-Oberflächenspiegeln 58

VI. Zusammenfassung 60

VII. Anhang 62
1. Experimentelle Einzelheiten 62
a. Das Streulichtgoniometer 62
b. Strahlengang und Messung der Intensität 64
c. Probenmontage für die Messung mit Luftspalt und Flüssigkeitsprisma 66
d. Montage der Proben bei Isotropiemessungen 67
e. Flüssigkeitsprisma und Kugelkalotte 68
f. Probenherstellung 70
2. Die Streuformel von Kröger und Kretschmann 71
a. Die allgemeine Streuformel 71
b. Vereinfachung für die Grenzfläche Glas-Metall 75
c. Anmerkungen zur Volumenstreuung 77
3. Rechenprogramme 78
a. Allgemeines Algol-Programm für 3 Schichten 78
b. Vereinfachtes Programm für die Grenzfläche Glas-Metall bei senkrechter Inzidenz 85

VIII. Literaturverzeichnis 88

I. Einleitung.

Licht, das auf eine glatte Oberfläche fällt wird spiegelnd reflektiert. Ist diese Oberfläche nicht ideal glatt, sondern besitzt sie eine Rauhigkeit mit Korrelationslängen in der Größenordnung der Lichtwellenlänge, so tritt neben dem reflektierten Strahl noch diffus gestreutes Licht auf. Die Kenntnis dieser Oberflächenrauhigkeit ist daher von großem Interesse für alle Experimente, in denen Licht gemessen wird, das eine oder mehrere Oberflächen passiert hat oder an ihnen reflektiert wurde, da in solchen Fällen, insbesondere bei sehr kurzwelliger Strahlung, der nichtgemessene Anteil des gestreuten Lichtes die Messungen erheblich verfälschen kann.

Darüberhinaus ist die Güte von Oberflächen auch von großer Bedeutung für die Herstellung optischer Bauteile, wie zum Beispiel Laserspiegel oder dünne Lichtleiter-Schichten für die integrierte Optik.

In der vorliegenden Arbeit soll nun untersucht werden, inwieweit es möglich ist, aus Messungen des gestreuten Lichtes Kenntnisse über die Rauhigkeit und die Struktur von Oberflächen zu erhalten.

Wir legten unseren Untersuchungen eine Streutheorie erster Ordnung zugrunde, die 1970 von Kröger und Kretschmann [1] entwickelt wurde. Die Anwendung dieser Theorie macht es notwendig zu untersuchen, wo die Grenzen ihrer Gültigkeit liegen, und ob alle Voraussetzungen vorliegen, die man benötigt um aus der gemessenen Streulichtverteilung einen numerischen Wert für die mittlere quadratische Rauhigkeit der Oberfläche bestimmen zu können.

Das erste läuft auf die Frage hinaus, bis zu welcher Rauhigkeit Streueffekte höherer Ordnung vernachlässigt werden können.

Ein zweiter, wichtiger Punkt besteht darin, sicherzustellen, daß die Streuung wirklich von der geometrischen Rauhigkeit der Oberfläche hervorgerufen wird (sog. Oberflächenstreuung) und nicht an irgendwelchen Inhomogenitäten im Inneren des Metalles erfolgt (sog. Volumenstreuung).

Um gut meßbare Intensitäten zu bekommen braucht man außerdem die Oberfläche eines hochreflektierenden Materials. Für die Untersuchung anderer Oberflächen werden diese mit einer Metallschicht von ein- bis zweitausend Å Dicke bedampft, und es ist notwendig zu zeigen, daß die Metalloberfläche dann auch wirklich die Oberfläche des Substrats reproduziert, das heißt, daß die Metallschicht die Substratoberfläche gut konturiert.

Eine letzte Voraussetzung geht dann noch ein, wenn man aus dem Streulicht den numerischen Wert für die mittlere quadratische (rms) Rauhigkeit bestimmen will. Hierbei geht man nämlich davon aus, daß die Rauhigkeitsverteilung, die man in einer Richtung der Oberfläche gemessen hat, auch für die anderen Richtungen gilt. Dies ist natürlich nur dann richtig, wenn die Rauhigkeit isotrop ist bezüglich der Richtung auf der Oberfläche.

Wir haben alle diese Punkte in weitgehend unabhängigen Messungen untersucht und fanden, daß bei der verwendeten Lichtwellenlänge von 6328 Å die Anwendung der Streutheorie erster Ordnung bis zu mittleren quadratischen Rauhigkeiten von etwa 30 Å gerechtfertigt ist.

Einen Hinweis auf das Auftreten von Volumenstreuung haben wir bei keiner Messung gefunden.

Metallschichten mit Dicken bis zu einigen tausend Å, die bei dieser Wellenlänge in jedem Falle bereits undurchsichtig waren, ergaben keine Änderung in der Rauhigkeit. Das

bedeutet, daß die vorgegebene Substratrauhigkeit gut reproduziert wurde.

Vorteilhaft ist es in jedem Falle, die Bedampfung mit dem Metall senkrecht zur Substratoberfläche vorzunehmen, da sich bei Schrägbedampfung zumindest bei sehr glatten Oberflächen eine Abhängigkeit des Streulichtes, und damit der Rauhigkeit, von dem Winkel zwischen der Aufdampfrichtung und der Beobachtungsebene zeigt.

In den ersten beiden Kapiteln geben wir nur die Grundvorstellungen der Theorie und einen Überblick über den experimentellen Aufbau, soweit dies für das Verständnis der Messungen notwendig ist. Einige Details der Apparatur und die Ableitung der theoretischen Formeln werden dann im Anhang ausführlicher beschrieben.

II. Grundzüge der Theorie.

In diesem Kapitel geben wir einen Überblick über die Voraussetzungen und den Gang der Streutheorie von Kröger und Kretschmann [1], die unseren Messungen zugrundeliegt. Eine ausführlichere Darstellung wird im Anhang gegeben.

1. Die Streutheorie.

Wir legen die Grenzfläche zwischen zwei Medien 1 und 2 mit den Dielektrizitätskonstanten ε_1 und ε_2 in die xy-Ebene eines rechtwinkeligen Koordinatensystems. Dann läßt sich die Rauhigkeit dieser Grenzfläche beschreiben durch die Funktion $z = S(x,y)$, wie in Abb. II.1 angedeutet.

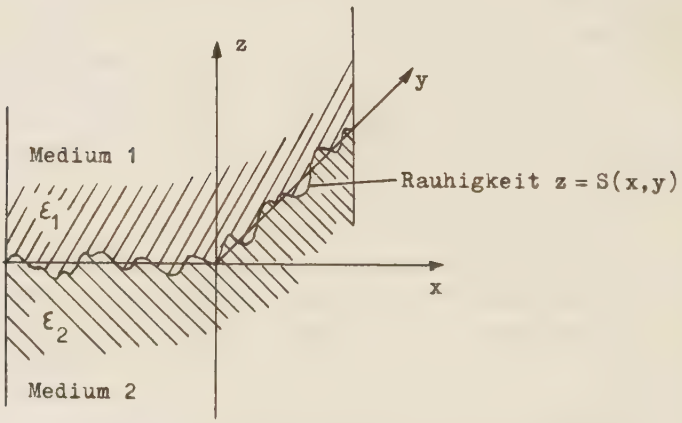

Abb. II.1: Lage des Koordinatensystems für die Grenzfläche zwischen zwei Medien mit den Dielektrizitätskonstanten ε_1 und ε_2

Als Quelle der Streustrahlung betrachtet man nun die Differenz der Polarisationsströme, die durch das Feld der einfallenden Lichtwelle bei glatter und bei der rauhen Oberfläche erzeugt werden. Für kleine Rauhigkeitsamplituden kann man diesen Differenzstrom auf eine Ebene bei z = 0 zusammenziehen. Kröger und Kretschmann legen diesen Strom in eine infinitesimal dünne Vakuumschicht zwischen den Medien 1 und 2.

Nach einer Fouriertransformation aller Felder und der Oberflächenrauhigkeit bezüglich x, y und der Zeit t läßt sich die Abstrahlung durch Vielfachreflexion an den Grenzen Vakuum-Medium 1 und Vakuum-Medium 2 berechnen. Die Intensität des Streulichts in eine bestimmte Richtung ist dann proportional zum Absolutquadrat $|s(\underline{k})|^2$ der Fourierkomponente der Rauhigkeit S(x,y) für die Ortsfrequenz $\underline{k}$. $\underline{k}$ ist dabei die Differenz der Projektionen der Wellenvektoren von einfallendem ($\underline{k}_0$) und gestreutem Licht ($\underline{k}_s$) auf die xy-Ebene.

Das Rauhigkeitsspektrum $|s(\underline{k})|^2$ ist gegeben durch

$$|s(\underline{k})|^2 = \frac{1}{(2\pi)^4} \left| \int dx\, dy\, S(x,y) \exp\left[-i(k_x x + k_y y)\right] \right|^2 \quad \text{(II.1)}$$

Die mittlere quadratische Rauhigkeit δ errechnet sich hieraus gemäß

$$\delta = 2\pi \left(\int |s(\underline{k})|^2 \, d^2\underline{k} \right)^{1/2} \quad \text{(II.2)}$$

Unter der Annahme, daß das Rauhigkeitsspektrum rotationssymmetrisch in der Oberfläche ist, kann man die eine Integration sofort durchführen und erhält

$$\delta = 2\pi \left(2\pi \int_0^{k_{max}} |s(k)|^2 \, k \, dk \right)^{1/2} \quad \text{mit } k = |\underline{k}| \quad \text{(II.3)}$$

Bei isotroper Rauhigkeitsverteilung genügt es also, das Rauhigkeitsspektrum in einer Richtung der Oberfläche zu bestimmen. Man erkennt jedoch sofort an der Gleichung (II.3), daß der numerische Wert, den man für die mittlere quadratische Rauhigkeit erhält, ganz wesentlich von dem k-Bereich abhängt, für den man das Rauhigkeitsspektrum bestimmt und über den man integriert. Wir werden im nächsten Kapitel sehen, welche Bereiche bei unseren verschiedenen Meßgeometrien erfaßt werden können.

Zur experimentellen Bestimmung des Rauhigkeitsspektrums wählten wir folgenden Weg. Für eine vorgegebene Geometrie wurde das Streulicht J_{exp} bezogen auf die Einfallsintensität J_o und den Raumwinkel $d\Omega$ gemessen. Für die gleiche Anordnung erfolgte dann die theoretische Berechnung der Streuverteilung, wieder bezogen auf J_o und $d\Omega$, zusätzlich jedoch normiert auf $|s(k)|^2$. Die Division beider Kurven liefert dann das experimentelle Rauhigkeitsspektrum $|s(k)|^2_{exp}$ gemäß

$$|s(k)|^2_{exp} = \frac{dJ_{exp}}{J_o\, d\Omega} \Bigg/ \frac{dJ}{J_o\, d\Omega\, |s(k)|^2} \qquad \text{(II.5)}$$

2. Volumenstreuung.

Wir erhielten den Oberflächenstrom aus der Differenz der Polarisationsströme bei glatter und rauher Oberfläche. Man kann einen Differenzstrom jedoch auch bei glatter Oberfläche erhalten, wenn man annimmt, daß die Streuung des Lichtes an irgendwelchen Inhomogenitäten im Inneren des Mediums 2 erfolgt. Dann sind aber auch die Streuströme in das Innere des Mediums 2 zu legen. Als Konsequenz daraus ergibt sich, daß die zur Oberfläche senkrechte Feldkomponente um den Faktor $1/\varepsilon$ verkleinert wird. Die Abstrahlcharakteristik des Streulichtes wird sich dann bei schrägem Einfall des Primärstrahls ändern.

Für senkrechten Lichteinfall ist in erster Ordnung kein Unterschied zwischen Volumen- und Oberflächenstreuung zu erwarten, da hier keine vertikale Feldkomponente vorhanden ist. Messungen unter schrägem Lichteinfall bieten dagegen im Prinzip eine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen Oberflächen- und Volumenstreuung.

3. Anregung und Streuung von Oberflächenplasmaschwingungen.

Die Existenz von Oberflächenplasmaschwingungen an Metalloberflächen und ihre Eigenschaften sind seit längerer Zeit bekannt. Im Jahr 1968 entwickelte Otto [2] die Methode der abgeschwächten Totalreflexion (ATR). Damit war es erstmals möglich, Oberflächenplasmaschwingungen mit Licht anzuregen und sie auch wieder auszukoppeln.

Da diese Methode inzwischen weitgehend bekannt ist, möchten wir nur kurz darauf eingehen und ihre Anwendung auf unsere Messungen beschreiben.

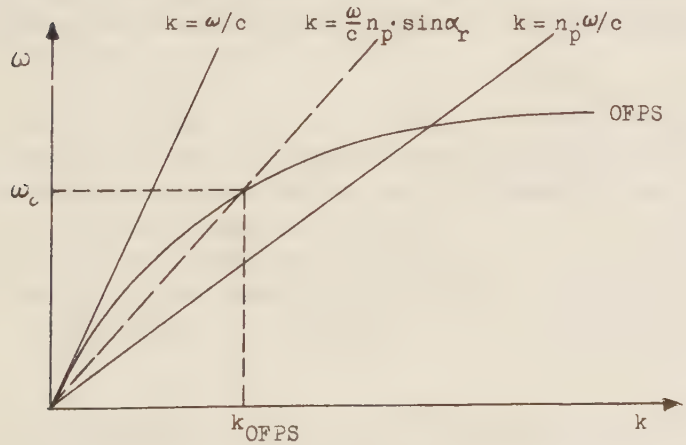

Abb. II.2: Zur Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen (OFPS) mittels ATR

Die Dispersionskurve von Oberflächenplasmaschwingungen an der Oberfläche eines Metalles mit der Dielektrizitätskonstanten ε liegt immer rechts von der sogenannten Lichtgeraden $\omega = c \cdot k$. Die Oberflächenwellen können also mit Licht nicht angeregt werden, da die Komponente des Lichtwellenvektors parallel zur Oberfläche stets kleiner ist als der Wellenvektor k_{OFPS} der Oberflächenplasmaschwingungen, und somit die Resonanzbedingung $k_{\parallel} = k_{OFPS}$ nicht erfüllbar ist. Vergleiche hierzu Abb. II.2. Es ist

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{c} \sin\alpha \leq \frac{\omega}{c}. \qquad \text{(II.6)}$$

Man kann jedoch $k_{\parallel}$ durch Vorschalten eines Prismas mit dem Brechungsindex $n_p > 1$ vergrößern. Es gilt dann

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{c} n_p \cdot \sin\alpha \qquad \text{(II.7)}$$

$k_{\parallel}$ wird größer als ω/c, wenn $n_p \cdot \sin\alpha > 1$ ist. Dies ist aber gerade die Bedingung für Totalreflexion. Bringt man nun die Metalloberfläche nane genug an die Basis des Prismas, so kann die quergedämpfte Welle unterhalb der Prismenbasis mit den Oberflächenplasmaschwingungen koppeln und sie anregen. Aus der Resonanzbedingung ergibt sich der Resonanzwinkel α_r

$$\sin\alpha_r = \frac{c}{\omega} \cdot \frac{k_{OFPS}}{n_p} \qquad \text{(II.8)}$$

Umgekehrt koppeln Oberflächenplasmaschwingungen auch wieder unter dem Resonanzwinkel aus, sodaß man durch Messung des unter diesem Winkel in das Prisma abgestrahlten Lichtes in Abhängigkeit vom Azimutwinkel in der Oberfläche die Richtungsverteilung und damit die Streuung der Oberflächenplasmaschwingungen durch die Oberflächenrauhigkeit untersuchen kann.

Da diese Streuung einen sehr starken Effekt darstellt, ha-

ben wir diese Messung benutzt, um aus der Konsistenz des hieraus ermittelten Rauhigkeitsspektrums und demjenigen anderer Streuexperimente an derselben Probe auf die Anwendbarkeit der Streutheorie erster Ordnung zu schliessen.

In vielen Experimenten wird noch eine andere Anordnung verwendet, um Oberflächenplasmaschwingungen über ein Prisma anzuregen oder auszukoppeln. Nach einer Arbeit von Kretschmann und Raether [3] kann die quergedämpfte Welle unter der Prismenbasis auch dann mit der Oberflächenwelle an der Grenzschicht Metall-Luft koppeln, wenn man eine dünne Metallschicht von einigen hundert Å Dicke direkt auf die Basis des Prismas aufdampft.

Für die Untersuchung der Oberflächenrauhigkeit ist diese Methode jedoch nicht gut geeignet, da bei der Beobachtung des abgestrahlten Lichtes zur Prismenseite immer beide Grenzflächen (Luft-Metall und Metall-Glas) ins Spiel kommen. Falls man zur Rauhigkeitsvariation die Prismenbasis vor der Metallbedampfung noch mit einem Dielektrikum bedampft (z.B. CaF_2), so muß das Licht außerdem auch noch diese Schicht durchsetzen, was die Verhältnisse weiter kompliziert.

Beispiele für die mit dem im Anhang wiedergegebenen Rechenprogramm berechneten normierten Streulichtverteilungen werden im Kapitel IV. bei den Ergebnissen gezeigt.

III. Übersicht über die Versuchsanordnung und die Durchführung der Messungen.

In diesem Kapitel wird eine allgemeine Darstellung der Apparatur und der Meßvorgänge gegeben. Eine ausführlichere Beschreibung mit experimentellen Einzelheiten ist im Anhang enthalten.

1. Der Meßaufbau.

Als Lichtquelle für die Primärstrahlung dient ein He-Ne-Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 6328$ Å. Dieser Lichtstrahl fällt dann auf die zu untersuchende Probenoberfläche. Durch einen Polarisator im Primärstrahl kann dessen Polarisationsrichtung festgelegt werden. Die Probe selbst ist auf einem Spektrometertisch montiert und so justiert, daß die vertikale Drehachse des Spektrometers in der Probenoberfläche liegt. Durch Drehung der Probe läßt sich damit der Einfallswinkel des Lichtes auf die Oberfläche variieren, ohne daß der Lichtfleck auf der Probenoberfläche wandert.

Der Spektrometertisch mit der Probe befindet sich im Zentrum eines Goniometers, das die Registriereinrichtung für das Streulicht trägt. Das Goniometer ist so eingerichtet, daß alle seine Drehachsen durch einen Mittelpunkt gehen. Dieser Punkt liegt in der Probenoberfläche genau in dem beleuchteten Ort.

Die Registriereinrichtung für das Streulicht besteht aus einem Polarisator zur Auswahl der Polarisationsrichtung und einem Kollimatorsystem aus Linse und Spalt für die Richtungsselektion. Unmittelbar hinter dem Spalt liegt die Kathode eines Photomultipliers. Dessen Signal wird dann in ein Elektrometer gegeben und von dessen Schreiberausgang der y-Achse eines xy-Schreibers zugeleitet.

Die x-Achse dieses Schreibers kann über ein im Goniometer eingebautes Potentiometer unmittelbar in dem gewünschten Streuwinkel geeicht werden.

2. Das Flüssigkeitsprisma.

Um Streulicht von der Grenzfläche Glas-Metall in das Glas hinein beobachten zu können, bedienten wir uns vorteilhaft eines Flüssigkeitsprismas (Abb. III.1).

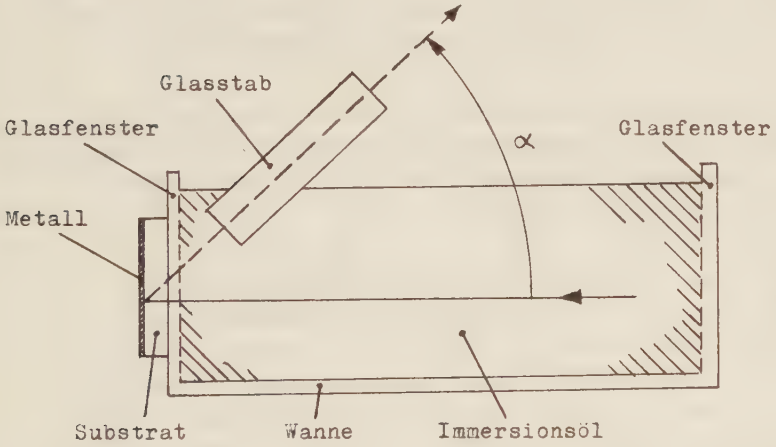

Abb. III.1: Aufbau und Wirkungsweise des Flüssigkeitsprismas.

Das Flüssigkeitsprisma besteht aus einem Bottich mit BK-7 Glasfenstern. Er wird mit einem Immersionsöl gefüllt, das in seinem Brechungsindex an den des Glases angepaßt ist. In das Öl taucht ein Glasstab aus BK-7, der so an das Registriersystem am Goniometer fixiert ist, daß die optische des Systems durch die Längsachse des Stabes geht. Damit

ist es möglich, das Streulicht im Prisma in jeder Raumrichtung zu beobachten, ohne daß eine weitere Winkelkorrektur für die Brechung an einer Prismenfläche notwendig wird. Der Beobachtungsraum wird nur begrenzt durch die geometrischen Abmessungen von Glasstab und Bottich. Die Wirkungsweise des Flüssigkeitsprismas ist in Abb. III.1 schematisch dargestellt.

3. Probenherstellung.

Als Substrate für unsere Metallfilme benutzten wir handelsübliche Interferenzglasplatten mit einer Größe von 20 x 30 mm, sogenannte Tolanskyplättchen. Die Oberflächen dieser Plättchen waren optisch poliert mit einer Ebenheit von $\lambda/10$.

Die Reinigung der Gläser erfolgte zuerst in einem Ultraschallbad, anschließend wurden sie mit destilliertem Wasser und mit Aceton p.A. abgespült und sofort in den Aufdampfpumpstand gebracht.

Gepumpt wurde mit einer mechanischen Vorpumpe und einer Öldiffusionspumpe. Zur Verbesserung des Enddrucks und der Ölfreiheit des Vakuums lag zwischen der Diffusionspumpe und dem Rezipienten noch eine Kugelkühlfalle, die mit flüssigem Stickstoff gekühlt wurde. Das Aufdampfen der Metallschichten erfolgte bei einem Druck von 1 bis $5 \cdot 10^{-5}$ Torr, und zwar je nach Aufdampfmaterial entweder von einem Tantalschiffchen oder von einer Spirale aus Wolframdraht.

4. Die verschiedenen Meßgeometrien.

Die Abb. III.2 verdeutlicht die unterschiedlichen Möglichkeiten für die Montage der Proben und die jeweiligen k-Bereiche, die bei den einzelnen Messungen erfaßt werden können. Dabei ist α_0 der Einfallswinkel des Primärstrahls und α der Ausfallswinkel des Streulichtes zum Lot.

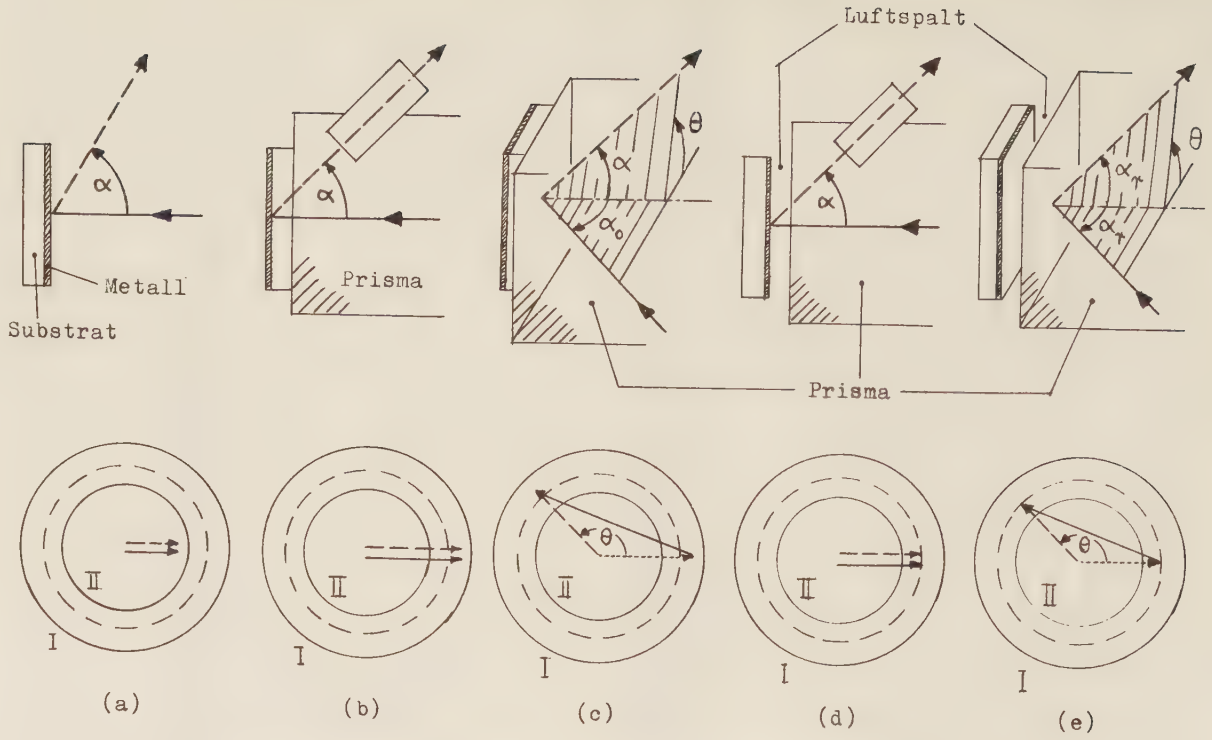

Abb. III.2: Meßgeometrien und Streuvorgänge. Beschreibung im Text.

Die untere Bildreihe der Abb. III.2 verdeutlicht die Streuprozesse, die in den jeweils darüberliegenden Geometrien meßbar sind. Die eingezeichneten Vektoren stellen die Projektion der Wellenvektoren von einfallendem ($\underline{k}_o$, punktiert) und gestreutem ($\underline{k}_s$, gestrichelt) Licht auf die Oberfläche dar. Der äußere, durchgezogene Kreis I vom Radius $n_p \cdot \omega/c$ gibt den maximal möglichen Wert der k-Projektion mit Prisma, der Kreis II mit dem Radius ω/c denjenigen ohne Prisma an. Der gestrichelte Kreis hat den Radius $n_p \cdot \sin\alpha_r \omega/c$, also den Betrag der k-Vektoren der Oberflächenplasmaschwingung. Der durchgezogene Pfeil stellt den durch die Oberfläche übertragenen k-Vektor dar, dabei ist

$$\underline{k} = \underline{k}_s - \underline{k}_o \qquad \text{(III.1)}$$

a. Messung des direkten Streulichts von der Metalloberfläche gegen Luft bei senkrechtem Lichteinfall (Abb. III.2.(a)).

Die Probe wird direkt auf dem Teller des Spektrometertisches befestigt. Das Licht fällt von der Luftseite senkrecht auf die Metalloberfläche, und das Streulicht wird zur gleichen Seite hin in Abhängigkeit vom Ausfallswinkel α gemessen.

Bei senkrechtem Einfall ist die k-Projektion des einfallenden Lichtes $\underline{k}_o = 0$. Die Projektion des ausfallenden Lichtes $\underline{k}_s$ ist gleich dem übertragenen Vektor $\underline{k}$. Es gilt

$$|\underline{k}| = \frac{\omega}{c} \sin\alpha \quad \text{oder} \quad 0 \leq |\underline{k}| \leq \frac{\omega}{c} \qquad \text{(III.2)}$$

b. Messung des Streulichtes von der Grenzfläche Glas-Metall bei senkrechtem Lichteinfall (Abb. III.2(b)).

Die Probe wird mit Hilfe von Immersionsöl mit der unbedampften Seite an die Basis des Flüssigkeitsprismas gekittet. Das Licht fällt durch das Prisma senkrecht auf die Metalloberfläche. Das Streulicht zur Prismenseite wird durch den

Glasstab ausgeleitet und in Abhängigkeit vom Ausfallswinkel α gemessen.

Auch hier ist wegen der senkrechten Inzidenz wieder $\underline{k}_o = 0$ und $\underline{k}_s = \underline{k}$. Der meßbare k-Übertrag ist nun gegeben durch

$$|\underline{k}| = n_p \cdot \frac{\omega}{c} \sin\alpha \quad \text{oder} \quad 0 \leq |\underline{k}| \leq n_p \cdot \frac{\omega}{c} \qquad \text{(III.2)}$$

c. Messung des Streulichts von der Grenzfläche Glas-Metall bei schrägem Ein- und Ausfall (Abb. III.2(c)).

Die Montage der Probe und die Messung des Streulichts werden analog zum vorherigen Abschnitt b. durchgeführt.

Nun können sowohl $|\underline{k}_o|$ als auch $|\underline{k}_s|$ unabhängig voneinander von 0 bis $n_p\omega/c$ gehen. Damit hängt $|\underline{k}|$ ab vom Einfallswinkel α_o, vom Ausfallswinkel α und vom Winkel θ zwischen Einfalls- und Ausfallsebene. Der erfaßbare k-Bereich ergibt sich zu

$$0 \leq |\underline{k}| \leq 2 \cdot n_p \cdot \frac{\omega}{c} \qquad \text{(III.3)}$$

d. Messung des Resonanzwinkels für die Ankopplung von Oberflächenplasmaschwingungen an der Grenzschicht Metall-Luft (Abb. III.2(d)).

Die Metalloberfläche wird durch eine spezielle Vorrichtung (siehe Anhang) auf einen Abstand von einigen tausend Å an die Basisfläche des Flüssigkeitsprismas herangebracht. Das Licht fällt durch das Prisma und den Luftspalt senkrecht auf die Oberfläche. Über die Oberflächenrauhigkeit werden Oberflächenplasmaschwingungen angeregt, die dann unter dem Resonanzwinkel im Prisma abstrahlen und durch den Glasstab beobachtet werden.

Hier ist wieder $\underline{k}_o = 0$ wegen des senkrechten Lichteinfalls.

Im Resonanzfall ist dann der übertragene Vektor $\underline{k}$ gerade gleich dem k-Vektor der Oberflächenwelle

$$|\underline{k}| = |\underline{k}_{OFPS}| \qquad \text{(III.4)}$$

e. Richtungsstreuung von Oberflächenplasmaschwingungen in der Oberfläche (Abb. III.2(e)).

Die geometrische Anordnung ist dieselbe wie im vorigen Abschnitt d.

Das Licht fällt nun unter dem Resonanzwinkel α_r im Prisma auf die Basisfläche. Die angeregten Oberflächenplasmaschwingungen werden in der Oberfläche gestreut und strahlen wieder unter dem Resonanzwinkel α_r ab. Durch Herumführen des Glasstabes auf einem Kegel um die Flächennormale mit dem halben Öffnungswinkel α_r ist die Intensität der Oberflächenplasmaschwingungen in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ in der Oberfläche beobachtbar.

In diesem Fall gilt $|\underline{k}_o| = |\underline{k}_s| = |\underline{k}_{OFPS}|$, und man hat

$$|\underline{k}| = 2\cdot|\underline{k}_{OFPS}|\cdot\sin\frac{\theta}{2} \quad \text{oder} \quad 0 \leq |\underline{k}| \leq 2\cdot|\underline{k}_{OFPS}| \qquad \text{(III.5)}$$

f. Resonanzkopplung der Oberflächenplasmaschwingungen ohne Luftspalt.

Man verwendet hierzu die gleiche Anordnung wie im dem Abschnitt b. besprochen (Abb. III.2(b)). Der Unterschied besteht darin, daß jetzt die Metallschicht dünn genug gemacht wird um ein Koppeln der Subwelle unter der Prismenbasis mit der Oberflächenwelle an der Metalloberfläche zu ermöglichen. Die Einstrahlung des Lichtes kann sowohl von der Luftseite als auch von der Prismenseite her erfolgen. Die Resonanzstrahlung der Oberflächenwelle wird wieder

prismenseitig mit dem Glasstab gemessen.

Der Hauptnachteil dieser Methode besteht darin, daß man immer auch das Streulicht von der Grenzfläche Glas-Metall mitmißt. Dies gilt in gewissem Maße auch bei Einstrahlung von der Luftseite, da die Metallschichten bei dieser Dicke nicht mehr undurchsichtig sind, und daher auch hier Licht durch das Metall hindurch diese Grenzfläche passiert.

Wegen der Unbrauchbarkeit dieser Methode für Rauhigkeitsuntersuchungen vergleiche Kap. II.

IV. Ergebnisse, Diskussion und Fenlerbetrachtung.

1. Vorbemerkungen zur Nomenklatur.

Im Folgenden bezeichnet J_{mn} stets die Intensität der Streustrahlung, gemessen als Strom des Photomultipliers. Von den beiden Indizes bezieht sich der erste (m) stets auf die Polarisationsrichtung des einfallenden, der zweite (n) auf diejenige des gestreuten Lichtes. Dabei ist bei senkrechtem Einfall für beide die Ausfallsebene als Bezugsebene genommen. Bei schrägem Einfall ist der erste Index bezogen auf die Einfallsebene, der zweite auf die Ausfallsebene. J_o ist die Intensität des einfallenden Primärstrahls. α_o ist der Winkel des einfallenden Lichtes, α der des gestreuten Lichtes, jeweils von der Oberflächennormalen aus gemessen. θ bezeichnet den Azimutwinkel in der Probenoberfläche und ist gleich dem Winkel zwischen Einfallsebene und Ausfallsebene. Die Abb. IV.1 verdeutlicht die Bezeichnungsweise am Beispiel des senkrechten Lichteinfalls.

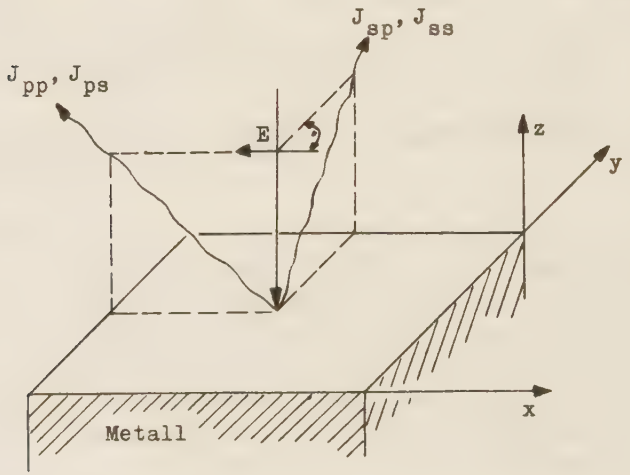

Abb. IV.1: Zur Bezeichnungsweise des Streulichts

In einer früheren Messung [4] hatten wir festgestellt, daß mit zunehmendem Alter einer Probe nach mehreren Tagen das Streulicht J_{ss} immer mehr zunahm, während die Intensität von J_{pp} im Rahmen der Meßgenauigkeit erhalten blieb. Dies ist vermutlich auf Kontamination und mikroskopisch kleine Staubteilchen zurückzuführen, die sich auf die Oberfläche setzen. Um diese Einflüsse auszuschalten, führten wir unsere Messungen stets unmittelbar anschließend an die Bedampfungen durch. Außerdem wählten wir zur Ermittlung unserer Rauhigkeitsspektren stets J_{pp}.

2. Anwendbarkeit der Streutheorie erster Ordnung.

Um die Grenzen der Streutheorie erster Ordnung von Kröger und Kretschmann [1] auszuloten, haben wir verschiedene Proben jeweils in drei unterschiedlichen Geometrien vermessen und für jede Messung das Rauhigkeitsspektrum $|s(k)|^2$ ermittelt. Die Konsistenz der drei Spektren für ein und dieselbe Probe stellt dann ein Kriterium für die Anwendbarkeit der Theorie dar [5].

Die Rauhigkeit der Probenoberflächen wurde variiert, indem wir die Tolanskyplättchen vor dem Aufdampfen der Metallschicht mit CaF_2 bedampften. Das Material der Metallschicht war in diesem Fall Silber.

Die verschiedenen Meßgeometrien für jede Probe waren:

a. Direktes Streulicht von der Silberoberfläche bei senkrechtem Lichteinfall (siehe Abb. III.2(a)).
b. Ankoppeln der Oberflächenplasmaschwingungen über einen Luftspalt bei senkrechtem Lichteinfall und Messung des Resonanzwinkels α_r (siehe Abb. III.2(d)).
c. Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen durch Einstrahlen im Resonanzwinkel und Messung ihrer Streuung in der Oberfläche (siehe Abb. III.2(e)).

Für alle drei Geometrien haben wir mit dem im Anhang gezeigten Rechenprogramm die normierte Streuintensität, bezogen auf die Einfallsintensität J_o, den Raumwinkel $d\Omega$ und das Rauhigkeitsspektrum $|s(k)|^2$ berechnet und durch Division gemäß Gleichung (II.5) unser experimentelles Rauhigkeitsspektrum ermittelt.

Den berechneten Verlauf der normierten Streuintensitäten zeigt die Abb. IV.2.

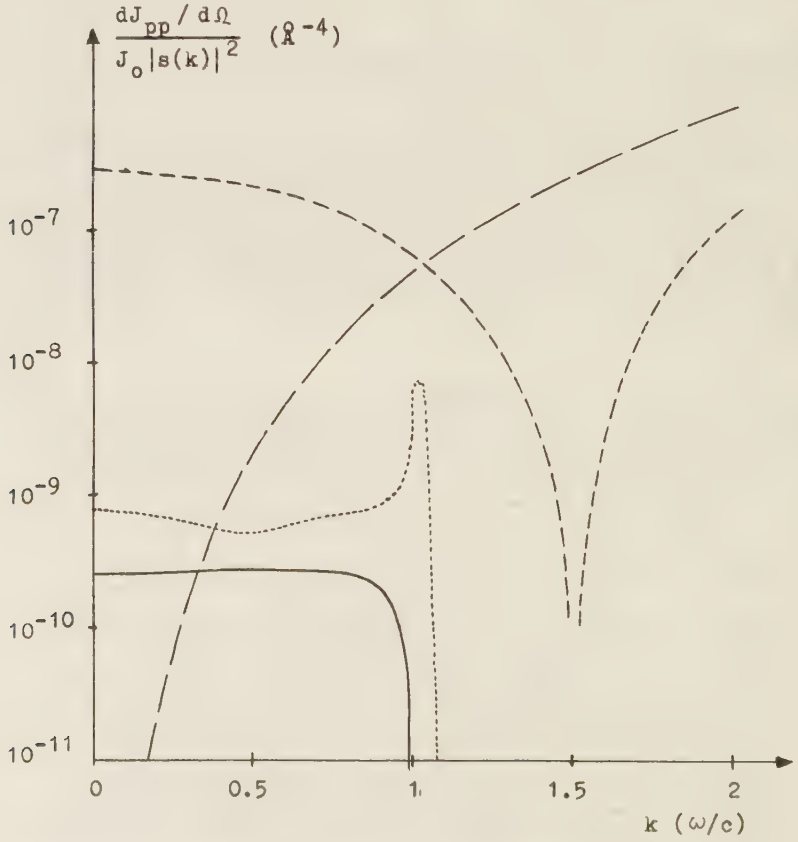

Abb. IV.2: Berechnete normierte Streuintensität

Die dargestellten Kurven sind den Meßgeometrien in folgender Weise zugeordnet:

Durchgezogene Linie: Direktes Streulicht ohne Prisma bei senkrechtem Lichteinfall.

Gepunktete Linie: Anregung der Oberflächenplasmaschwingung bei senkrechtem Einfall und Messung des Resonanzwinkels mit Prisma.

Gestrichelte Linien: Streuung der Oberflächenplasmonen in der Oberfläche, kurze Striche: Volumenstreuung, lange Striche: Oberflächenstreuung.

In der Rechnung verwendeten wir für Silber die optischen Konstanten von Kretschmann [6], da sie durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen bestimmt wurden. Eine Variation von ε in der Rechnung zeigte jedoch, daß der Einfluß eines Fehlers in der Dielektrizitätskonstanten nur gering ist im Vergleich zu den Fehlern, die bei der Messung der Streuintensitäten anzusetzen sind. Genaueres hierzu bei der Fehlerbetrachtung am Ende dieses Kapitels.

Die Dicke des Luftspaltes wurde durch Anpassen der berechneten Resonanzkurven bei senkrechtem Einfall an die gemessene mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1000 Å bestimmt, sie betrug etwas 6000 Å.

Da die Kurven für die Richtungsstreuung der Oberflächenplasmonen bei schrägem Lichteinfall gemessen werden, ist hier ein Unterschied zwischen Oberflächen- und Volumenstreuung zu erwarten und wir haben beide Fälle gerechnet. Die Kurve für Volumenstreuung zeigt ein ausgeprägtes Minimum bei einem k-Wert, der einer Streuung in der Oberfläche um $\theta \approx 90^{\circ}$ entspricht.

Die folgenden Abbildungen zeigen typische Meßergebnisse für zwei verschieden rauhe Proben.

Bei der 'glatten' Probe wurden 1000 Å Silber bei einem Druck von $1.5 \cdot 10^{-5}$ Torr mit einer Aufdampfrate von 20 Å/sec direkt auf das Tolanskyplättchen aufgedampft.

Bei der 'rauhen' Probe wurden zunächst 5100 Å CaF_2 mit 75 Å/sec und anschließend 1000 Å Silber mit 25 Å/sec bei einem Druck von $1.5 \cdot 10^{-5}$ Torr aufgedampft.

Bei den Abbildungen gilt jeweils die obere für die glatte und die untere für die rauhe Probe.

Abb. IV.3 zeigt das gemessene Streulicht bezogen auf die Primärintensität und den Raumwinkel als Funktion des Ausfallswinkels bei senkrechtem Lichteinfall.

Abb. IV.4 gibt die Messung des Resonanzwinkels bei der Ankopplung von Oberflächenplasmaschwingungen mit Prisma bei senkrechtem Lichteinfall. Man beobachtet hier bei der rauhen Probe eine Verschiebung der Plasmaresonanz zu größeren Winkeln, gleichbedeutend mit einer Vergößerung des k-Vektors der Oberflächenwelle. Diese Verringerung der Phasengeschwindigkeit mit zunehmender Rauhigkeit wurde auch von anderen Autoren beobachtet [7,8]. Da sie in der Streutheorie erster Ordnung nicht auftritt, ist für diesen Fall bei der rauhen Probe kein Vergleich zwischen Theorie und Experiment möglich.

Abb. IV.5 zeigt die Streuintensität J_{pp} als Funktion von bei der Richtungsstreuung von Oberflächenplasmaschwingungen in der Oberfläche. Das bei Volumenstreuung zu erwartende Minimum bei $\theta = 90^{\circ}$ wird nicht beobachtet. Das ist ein Hinweis darauf, daß man zumindest bei der Streuung von Oberflächenwellen mit Oberflächenstreuung rechnen kann.

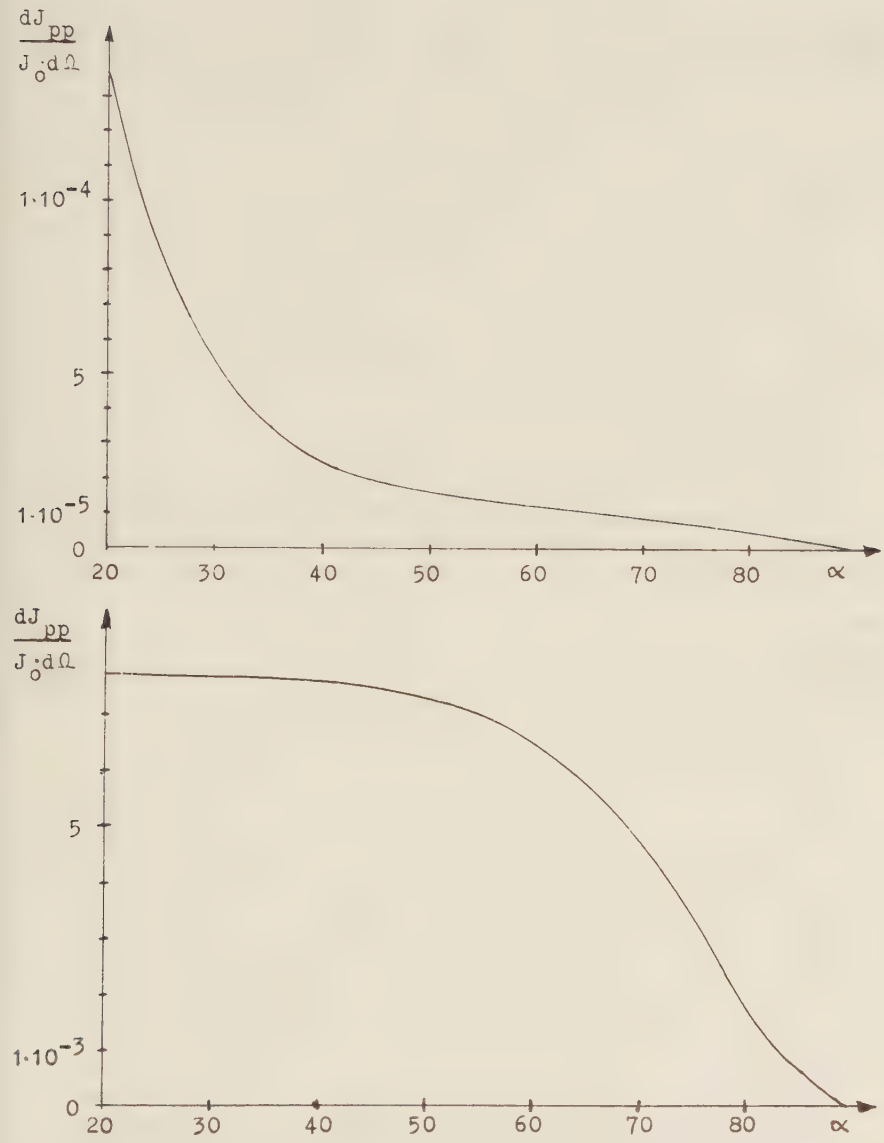

Abb. IV.3: Direktes Streulicht zweier Silberoberflächen

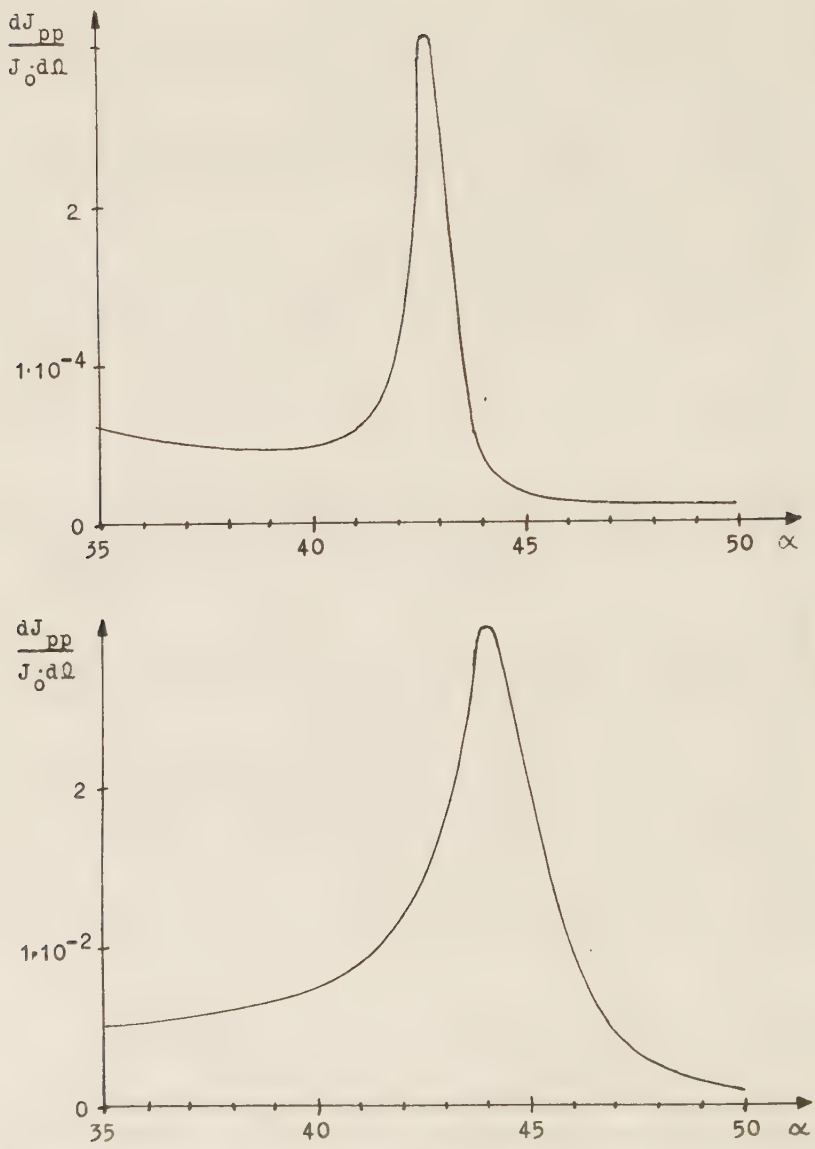

Abb. IV.4: Plasmaresonanz bei senkrechtem Lichteinfall

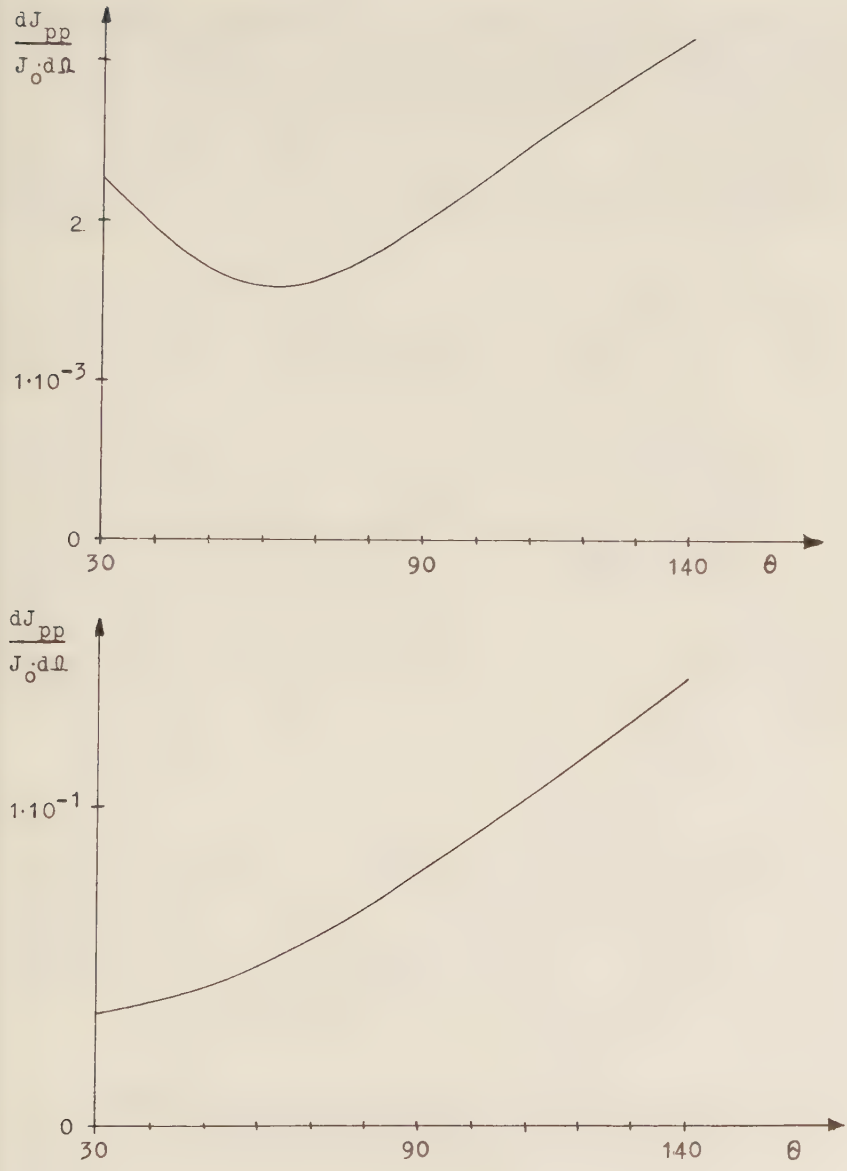

Abb. IV.5: Richtungsstreuung von Oberflächenplasmonen

Die Ermittlung des experimentellen Rauhigkeitsspektrums mit Hilfe der theoretischen Kurven der Abb. IV.2 ergibt dann den in Abb. IV.6 dargestellten Verlauf.

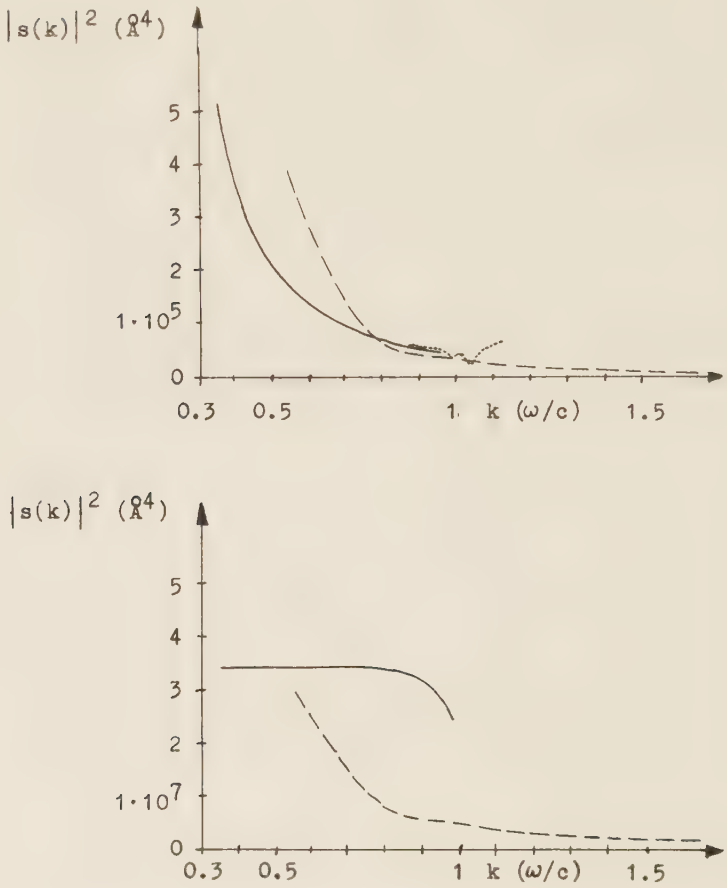

Abb. IV.6: Experimentelle Rauhigkeitsspektren für zwei Silberproben. Erläuterungen im Text

Aufgetragen sind hier die experimentellen Rauhigkeitsspektren $|s(x)|^2$ gegen den Betrag des übertragenen Vektors k. Die durchgezogene Linie kommt aus der Messung des direkten Streulichts bei senkrechtem Lichteinfall, die gestrichelte Linie von der Richtungsstreuung der Oberflächenplasmaschwingungen. Die gepunktete Linie bei der glatten Probe wurde ermittelt aus der Messung des Plasmaresonanzwinkels.

Wie man sieht, fügen sich für die glatte Probe die einzelnen Messungen relativ gut aneinander, während sich bei der rauhen Probe eine deutliche Diskrepanz ergibt.

Wählt man nun für die glatte Probe ein Rauhigkeitsspektrum derart, daß man für $0.4\ \omega/c \leq k \leq 0.8\ \omega/c$ die durchgezogene Linie, für $0.8\ \omega/c \leq k \leq \omega/c$ eine gemittelte Kurve und für $\omega/c \leq k \leq 1.5\ \omega/c$ die gestrichelte Linie nimmt und errechnet sich die mittlere quadratische Rauhigkeit durch Integration über den Bereich $0.4\ \omega/c \leq k \leq 1.5\ \omega/c$ gemäß Gleichung (II.3) unter der Voraussetzung, daß die Rauhigkeit isotrop in der Oberfläche verteilt ist, so erhält man für die mittlere quadratische Rauhigkeit δ

$$\delta = 3.4\ \text{Å}$$

In der Literatur wird für das Rauhigkeitsspektrum meist eine Gaußverteilung angenommen. Passen wir an unsere Kurve eine Gaußfunktion an und extrapolieren diese bis $k \to 0$, so erhalten wir für den erweiterten Integrationsbereich eine mittlere quadratische Rauhigkeit von

$$\delta = 5.5\ \text{Å}$$

Eingehendere Untersuchungen zeigen, daß bei Verwendung von Licht der Wellenlänge $\lambda = 6328$ Å eine Anwendung der Streutheorie erster Ordnung bei mittleren quadratischen Rauhigkeiten kleiner als etwa 30 Å gerechtfertigt ist. Dies deckt

sich mit den Beobachtungen anderer Autoren, z.B. [9].

Da wir bei unseren Messungen meistens auf die numerische Berechnung der Rauhigkeit verzichten und uns vorwiegend mit den Eigenschaften des Rauhigkeitsspektrums $|s(k)|^2$ beschäftigen, ist diese Bedingung gleichwertig damit, daß wir die Gültigkeit der Theorie annehmen dürfen, solange $|s(k)|^2$ von der Größenordnung 10^6 oder kleiner ist.

3. Oberflächen- oder Volumenstreuung?

Im vorigen Abschnitt hatten wir bereits bei der Streuung der Oberflächenplasmaschwingungen einen deutlichen Hinweis darauf gefunden, daß Oberflächenstreuung vorliegt. Gilt dies nun auch für Streuvorgänge an der Grenzfläche bei denen keine Oberflächenwellen beteiligt sind?

Um diese Frage zu klären, verwendeten wir eine Meßanordnung gemäß der Abb. III.2(c). Das Licht fällt unter schrägem Einfall von der Prismenseite auf die Grenzfläche Glas-Metall, und das Streulicht wird unter einem festen Ausfallswinkel α in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ zwischen Ein- und Ausfallsebene gemessen.

Den theoretischen Streulichtverlauf für diese Anordnung bei Oberflächen- und Volumenstreuung zeigt die Abb. IV.7. Die Rechnung wurde durchgeführt für Silber und die Bedingung Einfallswinkel α_0 = Ausfallswinkel $\alpha = 50^\circ$. Auch hier zeigt sich bei der Volumenstreuung wieder das charakteristische Minimum nahe $\theta = 90^\circ$.

Eine Messung für die gleichen Verhältnisse ist in Abb. IV.8 dargestellt. Bei dieser Probe war auf das Tolanskyplättchen eine 2000 Å dicke Silberschicht bei einem Druck von $2.5\ 10^{-5}$ Torr mit einer Aufdampfrate von 36 Å/sec aufgedampft.

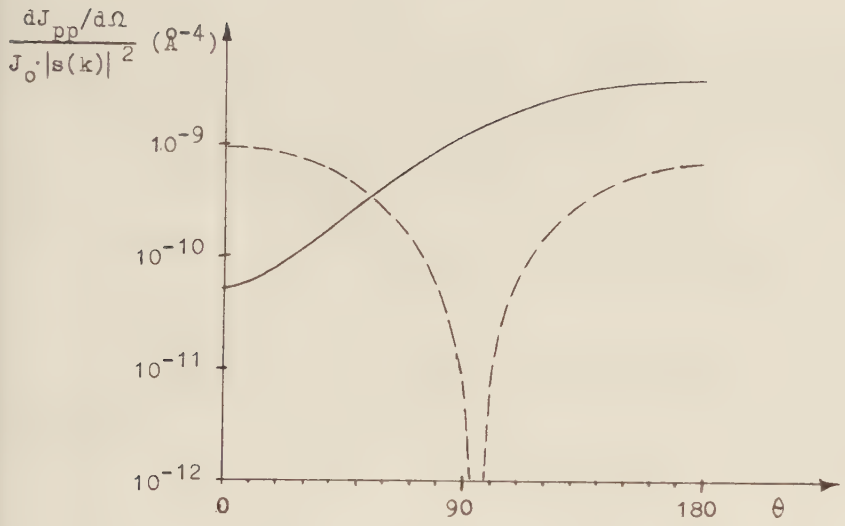

Abb. IV.7: Berechnete Streuintensität für die Grenzfläche Glas-Silber mit $\alpha_o = \alpha = 50^o$ bei Oberflächen- (——) und Volumenstreuung (-----)

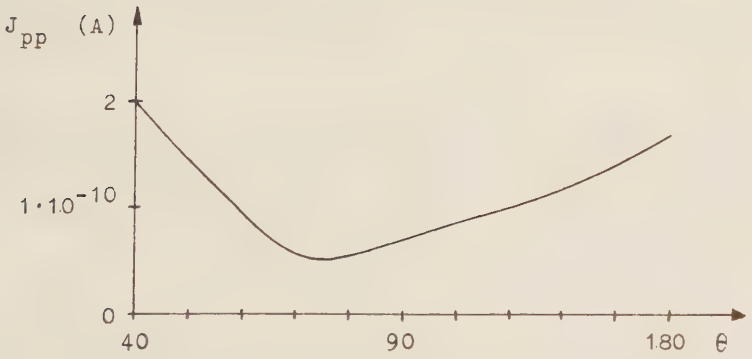

Abb. IV.8: Gemessenes Streulicht $J_{pp}(\theta)$ für dieselbe Anordnung wie in Abb. IV.7

Die folgende Abbildung IV.8a verdeutlicht, wie sich der theoretische Streulichtverlauf bei Oberflächen- und Volumenstreuung mit zunehmendem Ein- und Ausfallswinkel ändert. Dargestellt ist die berechnete, normierte Streuintensität für die Grenzfläche Glas-Metall in Abhängigkeit vom Azimutwinkel θ für die Werte $\alpha_0 = \alpha = 20^\circ$, 30° und 40°. Die durchgezogenen Linien gelten für Oberflächenstreuung, die gestrichelten für Volumenstreuung.

Bei senkrechtem Einfall sind beide Kurven identisch. Mit zunehmendem Einfallswinkel verschiebt sich bei Oberflächenstreuung das Minimum zu kleineren Streuwinkeln θ hin um schließlich bei Einfallswinkeln von 50° und größer ganz zu verschwinden (vgl. Abb. IV.7).

Demgegenüber bleibt die Position des Minimums bei Volumenstreuung nahezu unverschoben bei $\theta = 90^\circ$.

In der Abbildung IV.8b sind nochmals drei Messungen an der gleichen Probe wie in Abb. IV.8 gezeigt. Sie wurden aufgenommen für $\alpha_0 = \alpha = 30^\circ$, 40° und 50°. Man erkennt deutlich eine Verschiebung des Minimums zu kleineren Winkeln θ und hat damit einen Hinweis auf das Vorliegen von Oberflächenstreuung.

Noch deutlicher wird die Entscheidung, wenn man aus allen Messungen wieder das Rauhigkeitsspektrum $|s(k)|^2$ ermittelt und zwar einmal unter zugrundelegung der Rechnungen für Oberflächenstreuung und einmal mit Volumenstreuung.

Das Ergebnis dieser Auswertungen ist in der Abb. IV.8c dargestellt. Der obere Teil der Abbildung zeigt das Rauhigkeitsspektrum, das sich aus der Volumenstreuung ergibt, die untere Figur dasjenige für Oberflächenstreuung.

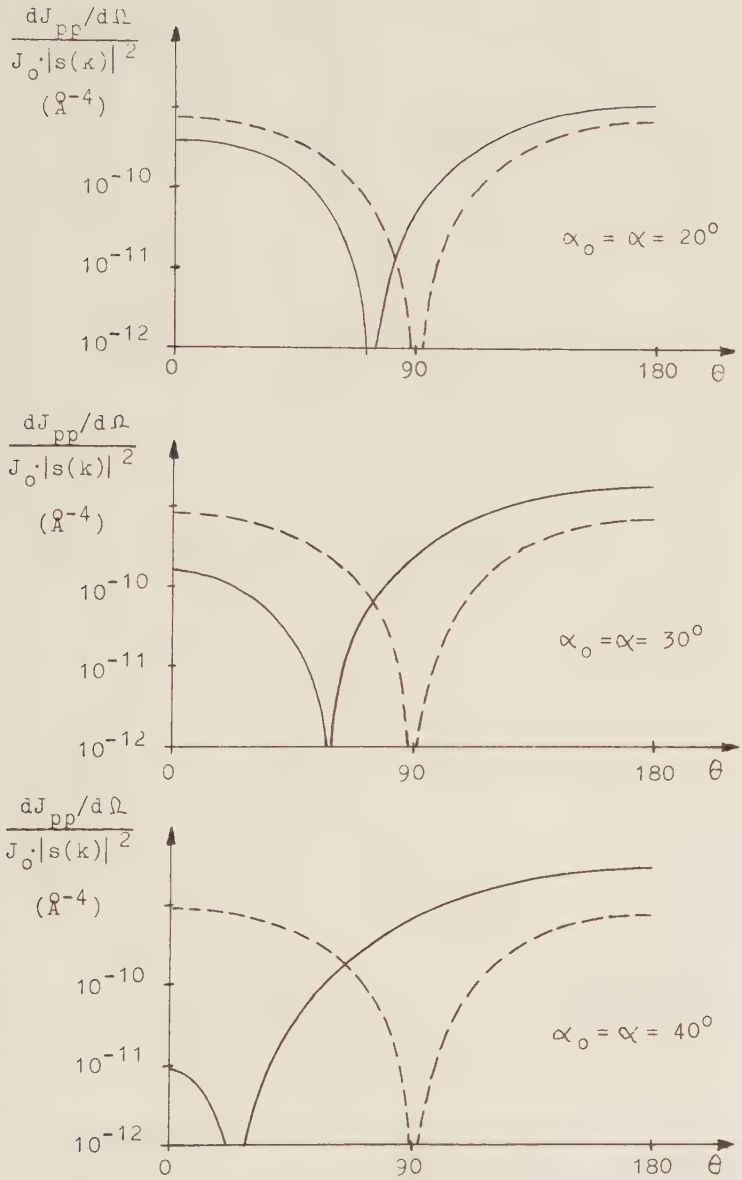

Abb. IV.8a: Berechnete Streuintensität bei Oberflächen- (——) und Volumenstreuung (----)

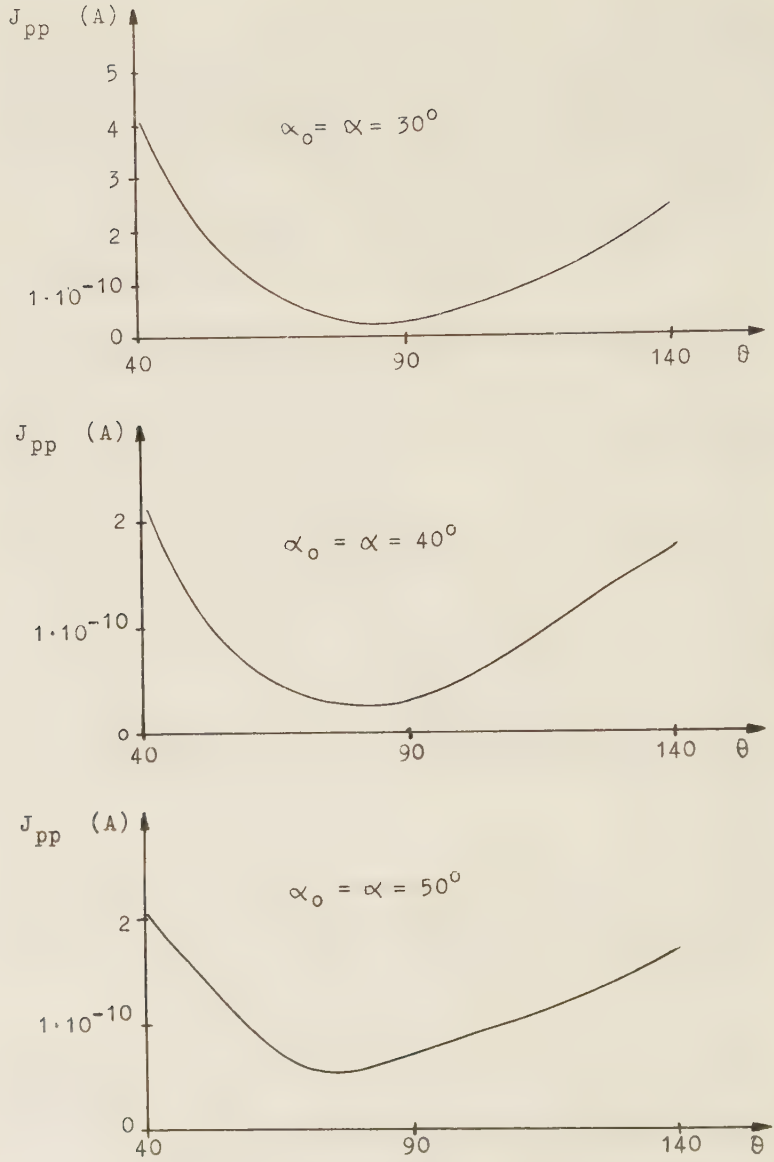

Abb. IV.8b: Gemessenes Streulicht $J_{pp}(\theta)$ für die Anordnungen wie in Abb. IV.7 und IV.8a

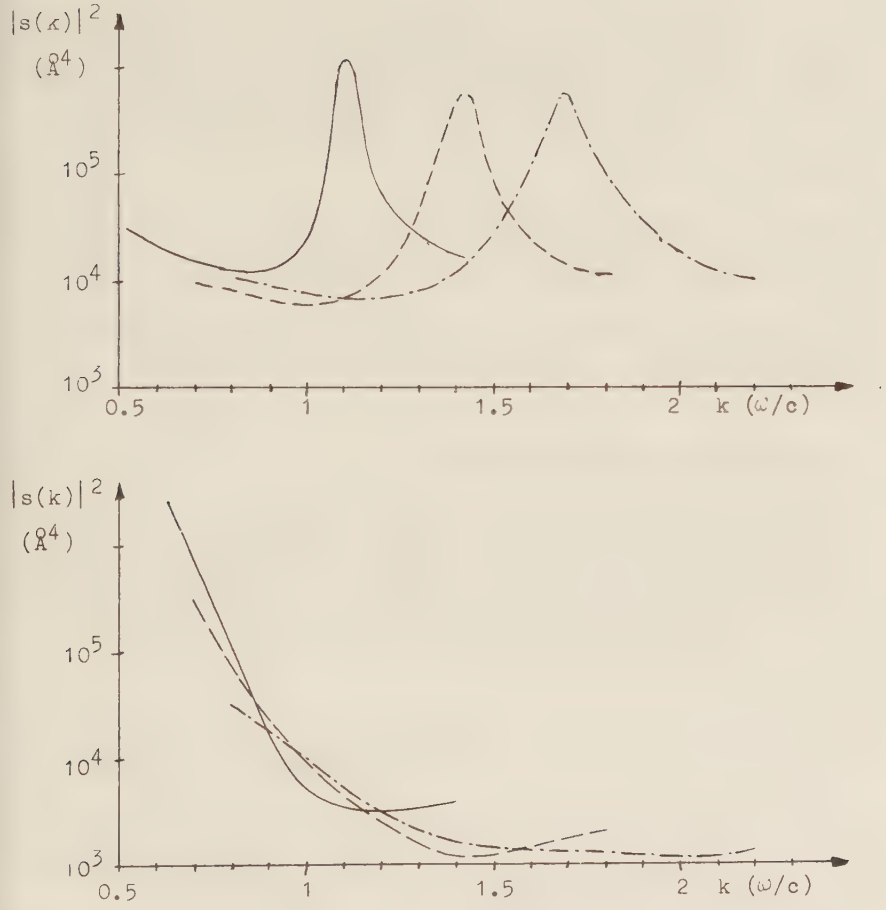

Abb. IV.8c: Rauhigkeitsspektren aus den Messungen und Rechnungen der vorigen Abbildungen für

$\alpha_o = \alpha = 30^o$ (——)

$\alpha_o = \alpha = 40^o$ (- - - -)

$\alpha_o = \alpha = 50^o$ (—·—·—)

Die obere Abbildung gilt für Volumenstreuung, die untere für Oberflächenstreuung

Die Spektren aus der Volumenstreuung zeigen große Unterschiede und einen irregulären Verlauf mit einem Maximum, das sich mit dem Einfallswinkel verschiebt. Demgegenüber fügen sich die Spektren aus der Oberflächenstreuung gut aneinander an.

Wir haben analoge Messungen auch für Gold, Aluminium und Quecksilber mit demselben Resultat durchgeführt.

Es ist also gerechtfertigt, bei allen unseren Streuexperimenten anzunehmen, daß Oberflächenstreuung vorliegt.

4. Zur Frage der Konturierung.

Hier geht es um das Problem, ob beim Bedampfen einer Oberfläche mit einer ein- bis zweitausend Å dicken Metallschicht die Struktur der Oberfläche erhalten bleibt, sodaß sich aus der Rauhigkeitsmessung an der Metalloberfläche auf die ursprüngliche Rauhigkeit des Substrats zurückschließen läßt.

Wir haben dies durch zwei verschiedene Meßreihen untersucht.

Im ersten Fall wurde das Glasplättchen zunächst mit einer Schicht von etwa 1000 Å Silber bedampft und das Rauhigkeitsspektrum aus der Messung des direkten Streulichts bei senkrechtem Einfall wie in Abb. III.2(a) bestimmt. Anschließend wurden noch weitere Silberschichten von etwa 600 Å Dicke darübergedampft und nach jeder Bedampfung erneut das Rauhigkeitsspektrum ermittelt.

Die Abb. IV.9 zeigt das Ergebnis für eine glatte Probe (a) und eine rauhe Probe (b). Die Silberbedampfungen wurden immer für beide Proben gleichzeitig in einem Aufdampfvorgang durchgeführt.

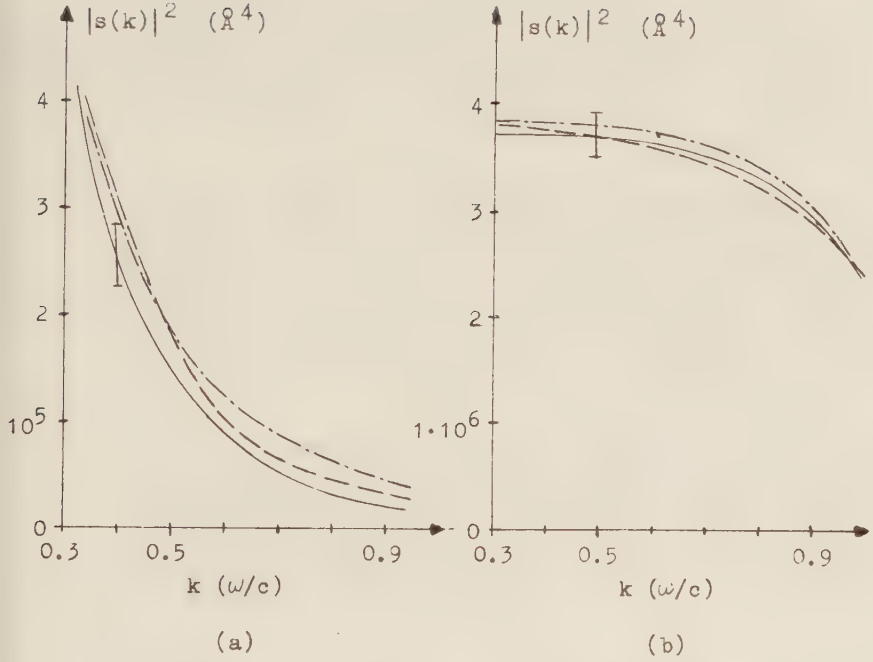

Abb. IV.9: Raunigkeitsspektren der mehrfach bedampften Silberproben.
(a) glatte Probe, (b) rauhe Probe
——— Nur erste Schicht
----- Erste Schicnt + zweite Schicht
-·-·- Erste + zweite + dritte Schicht

Daten der einzelnen Schichten:

	Dicke	Aufdampfdruck	Aufdampfrate
1.Schicht	1155 Å	$2 - 5 \cdot 10^{-5}$ Torr	40 Å/sec
2.Schicht	620 Å	$2 - 4 \cdot 10^{-5}$ Torr	40 Å/sec
3.Schicht	620 Å	$3 - 5 \cdot 10^{-5}$ Torr	30 Å/sec

Vor der ersten Bedampfung mit Silber wurde das eine der beiden Tolanskyplättchen mit einer CaF_2-Schicht von 5050 Å Dicke bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-5}$ Torr und einer Aufdampfrate von 85 Å/sec bedampft, um eine rauhe Probe herzustellen.

Die eingezeichneten Fehlerbalken in der Abb. IV.9 geben ein Maß für die Streuung der Meßwerte. Im Rahmen dieser Meßgenauigkeit zeigen sich weder für die Absolutgröße, noch für die Struktur der Rauhigkeit unterschiede bei der Änderung der Metallschichtdicke von ungefähr 1000 bis 2000 Å.

Diese Messung besagt nun zwar, daß die Oberflächenrauhigkeit durch sukzessives Bedampfen mit Silber nicht verändert wird, erlaubt jedoch noch keine Aussage darüber, ob überhaupt nach der ersten Bedampfung noch die Rauhigkeit der Substratoberfläche erhalten geblieben war.

Um auch diese Frage zu klären, führten wir die folgende zweite Meßreihe durch:

Ein mit Silber bedampftes Tolanskyplättchen wurde mit der unbedampften Seite an das Flüssigkeitsprisma gekittet. Durch Drehung des Prismas um die Verikale um 180° war es dann möglich, das Streulicht bei senkrechtem Lichteinfall sowohl von der Grenzfläche Glas-Silber in das Prisma hinein, als auch das direkte Streulicht von der luftseitigen Silberoberfläche zu messen, also die Geometrien der Abbildungen III.2(a) und III.2(b) für ein und dieselbe Schicht zu verwenden. Hieraus wurden dann die Rauhigkeitsspektren beider Grenzflächen ermittelt.

In der Abb. IV.10 sind die beiden so gemessenen Rauhigkeits-

spektren für die Vorder- und Rückseite der Silberschicht aufgezeichnet.

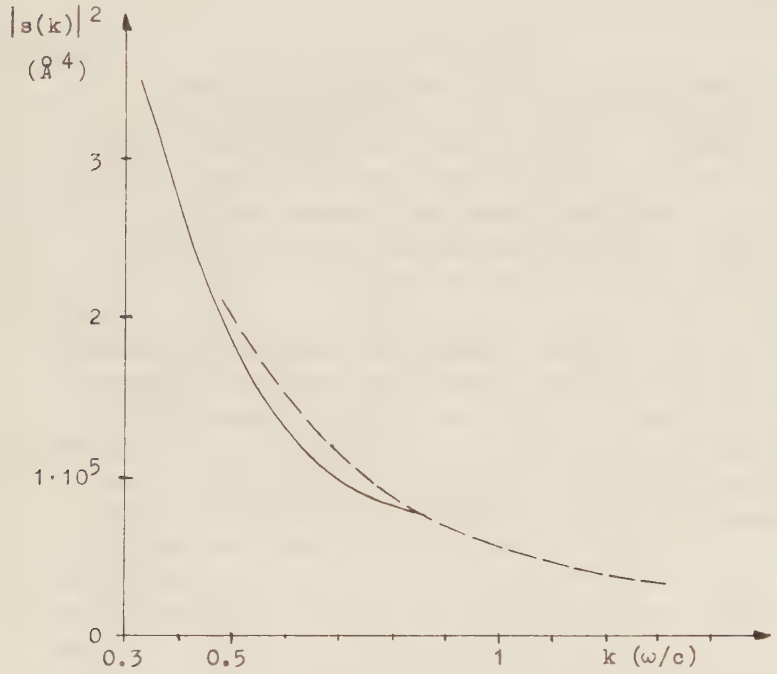

Abb. IV.10: Rauhigkeitsspektren einer Silberschicht für die Grenzfläche Glas-Silber (----) und die Silberoberfläche (———)

Die Silberschicht hatte in diesem Fall eine Dicke von 2000 Å und war bei einem Druck von $1 - 5 \cdot 10^{-5}$ Torr mit einer Aufdampfrate von 65 Å/sec aufgedampft.

Durch den unterschiedlichen Brechungsindex von Luft und Glas durchfährt man bei den Messungen natürlich verschiedene k-Bereiche, die sich jedoch in einem großen Teil überlappen. Beide Rauhigkeitsspektren stimmen gut über-

ein, sowohl von der Form wie auch von der Absoluthöhe her, und man darf daher annehmen, daß für Schichtdicken bis zu etwa 2000 Å die Metalloberfläche die Rauhigkeit des Substrates gut reproduziert.

5. Isotropie der Rauhigkeit und Schrägbedampfung.

Wie bereits in Kapitel II besprochen, macht man im Fall der numerischen Berechnung der mittleren quadratischen Rauhigkeit noch eine zusätzliche Annahme. Man setzt voraus, daß die Rauhigkeitsverteilung für alle Richtungen in der Oberfläche die gleiche ist.

Um dies zu untersuchen, führten wir Messungen des direkten Streulichtes von der Metalloberfläche bei senkrechtem Lichteinfall durch, wie in Abb. III.2(a) dargestellt. Wir verwendeten dabei eine besondere Probenhalterung, die im Anhang genauer beschrieben ist. Sie ermöglichte es, die Probe um ihre Flächennormale zu drehen, wobei die Justierung so war, daß die Drehachse exakt mit dem Primärstrahl zusammenfiel. Dadurch konnte bei festgehaltener Meßgeometrie und konstantem Ausfallswinkel die Streulichtintensität in Abhängigkeit von der Richtung auf der Oberfläche gemessen werden, ohne daß sich der vom Primärstrahl erfaßte Probenort änderte.

Ein gutes Beispiel für die Isotropie der Rauhigkeit und ihre Erhaltung bei sukzessiver Überdampfung zeigt die Abb. IV.11 für die glatte und die rauhe Probe des vorigen Abschnitts.

Es ergibt sich kein Hinweis auf eine Richtungsabhängigkeit und auch die Erhaltung des Absolutwertes des Streulichtes im Rahmen der Messgenauigkeit zeigt sich wieder sehr deutlich.

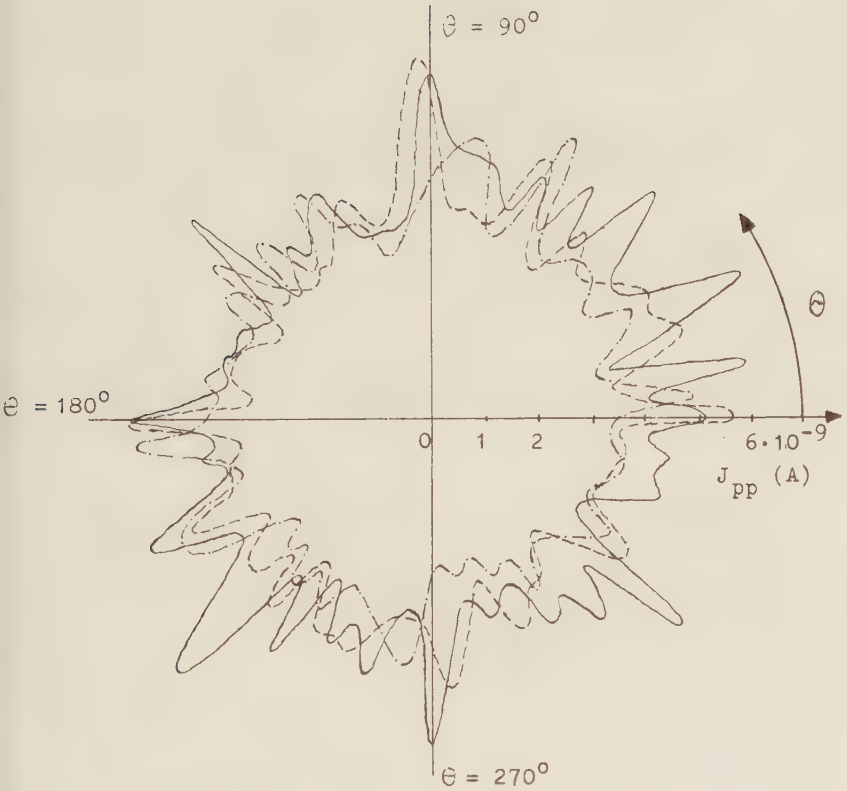

Abb. IV.11 (a): Direktes Streulicht J_{pp} einer glatten Silberoberfläche als Funktion der Richtung θ in der Oberfläche.
Bezeichnungen und Probendaten wie in der Abb. IV.9 (S. 35)
Senkrechter Lichteinfall
Ausfallswinkel $\alpha = 25^{\circ}$

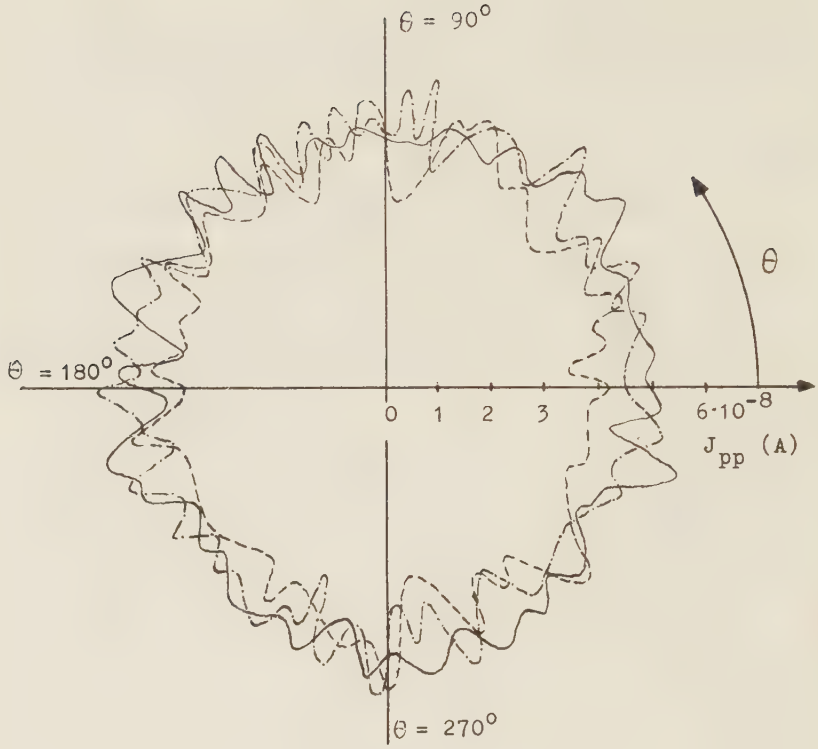

Abb. IV.11 (b): Direktes Streulicht J_{pp} einer rauhen Silberoberfläche als Funktion der Richtung θ in der Oberfläche.
Bezeichnungen und Probendaten wie in der Abb. IV.9 (S. 31)
Senkrechter Lichteinfall
Ausfallswinkel $\alpha = 25^{\circ}$

Schließlich möchte ich noch an einem Beispiel zeigen, welchen Einfluß es hat, wenn man die Silberbedampfung nicht senkrecht durchführt.

Wir verwendeten wieder zwei Proben, ein glattes Tolanskyplättchen und eines, das mit 6000 Å CaF_2 bedampft war.

Die Bedampfung mit einer Silberschicht von 1400 Å Dicke erfolgte dabei so, daß die Richtung der Aufdampfung etwa um 45° gegen die Oberfläche geneigt war. Der Druck betrug $5 \cdot 10^{-5}$ Torr und die Aufdampfrate 45 Å/sec.

Die Meßanordnung zur Bestimmung des Streulichtes ist die gleiche wie vorher.

Abb. IV.12 zeigt das Ergebnis. Aufgetragen ist hier die Streuintensität J_{pp} in Abhängigkeit vom Winkel θ in der Oberfläche. θ bezeichnet den Winkel zwischen der Aufdampfebene (bestimmt durch Aufdampfrichtung und Oberflächennormale) und der Beobachtungsebene des gestreuten Lichtes in der Weise, daß $\theta = 0$ die Richtung angibt, aus der die Bedampfung erfolgte.

Für die glatte Probe (Abb. IV.12 (a)) sind zwei Kurven eingetragen, und zwar für die beiden Ausfallswinkel $\alpha = 45^{\circ}$ und $\alpha = 30^{\circ}$. Es zeigt sich eine deutliche Anisotropie des Streulichtes mit einer maximalen Intensität senkrecht zur Aufdampfrichtung. Die Intensität im Maximum ist fast um einen Faktor drei höher als im Minimum.

Bei der rauhen Probe (Abb. IV.12 (b)), deren Streuintensität insgesamt fast eine Größenordnung höher liegt, zeigt sich keine Anisotropie mehr. Die Messung erfolgte hier für einen Ausfallswinkel $\alpha = 30^{\circ}$.

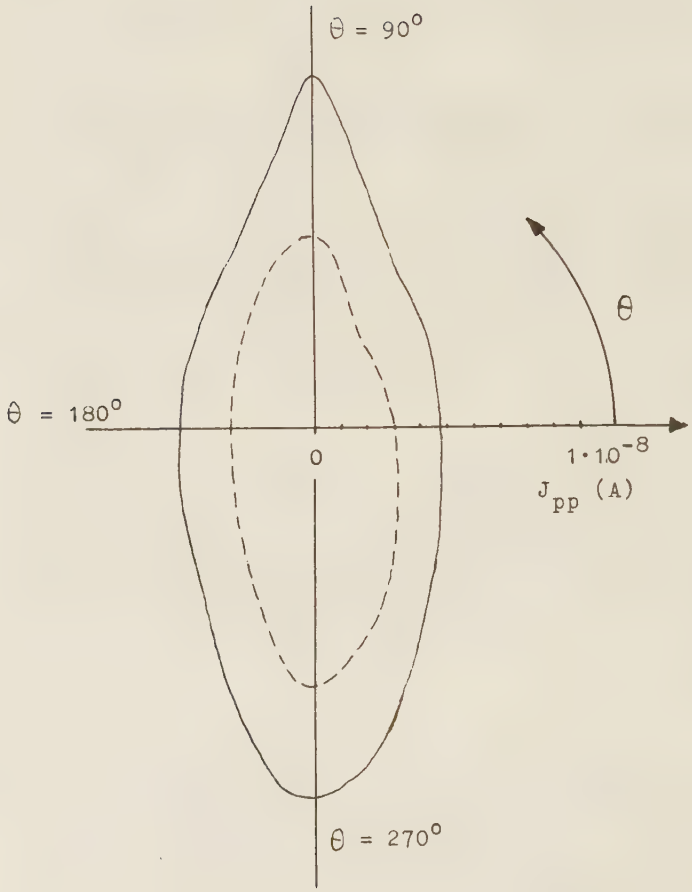

Abb. IV.12 (a): Direktes Streulicht $J_{pp}(\theta)$ einer schrägbedampften Silberoberfläche auf glattem Untergrund bei senkrechtem Lichteinfall.
Ausfallswinkel $\alpha = 30^{\circ}$: ———
$\alpha = 45^{\circ}$: ------

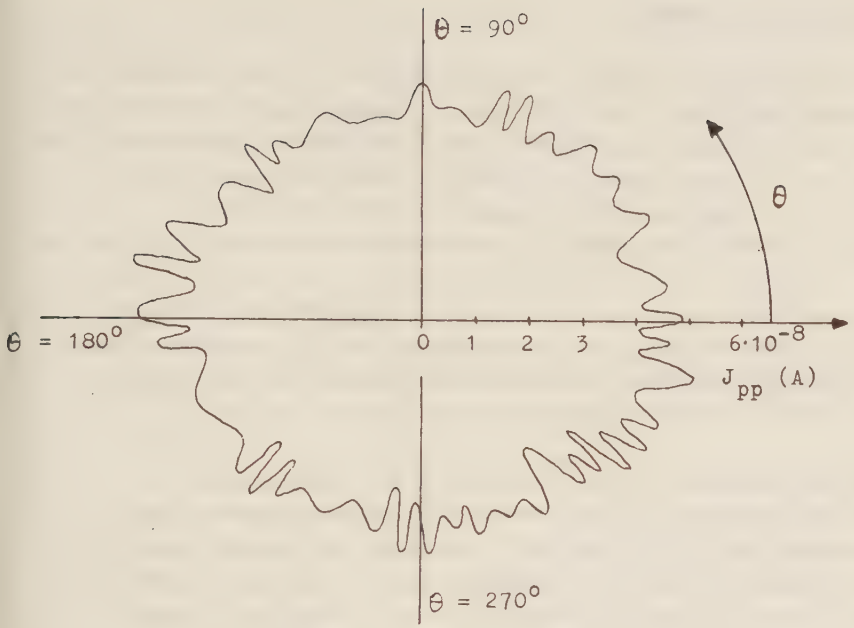

Abb. IV.12 (b): Direktes Streulicht $J_{pp}(\theta)$ einer schrägbedampften Silberoberfläche auf rauhem Untergrung bei senkrechtem Lichteinfall. Ausfallswinkel $\alpha = 30^{\circ}$

6. Fehlerbetrachtung:

Die Schichtdicken unserer Metallschichten wurden nach der Methode der Vielstrahlinterferenzen nach Tolansky [10] mit einem Fehler von maximal ± 50 Å bestimmt. Da sich jedoch bei Dickenvariation in der Größenordnung von 1000 Å noch keine Rauhigkeitsänderungen ergaben, kann dieser Fehler für unsere Messungen außer Betracht bleiben.

Eine weitere Fehler quelle liegt in unserer Winkelmessung. Hierzu trägt einmal die Winkelschärfe des Kollimatorsystems bei und zum zweiten das Auflösungsvermögen der Anordnung Potentiometer - Schreiber.

Für den Kollimator erhält man bei einer Spaltbreite von 0.5 mm und einer Linsenbrennweite von 165 mm eine Winkelunschärfe $\Delta\alpha = \pm 5'$. Bei der Winkelmessung ist die Unschärfe gegeben durch die Schrittweite des Potentiometers von einer Wicklung zur nächsten. Sie beträgt $1/2^{\circ}$, sodaß der Winkelfehler hier mit $\Delta\alpha = \pm 15'$ anzunehmen ist.

Da bei unseren Messungen jedoch die Streulichtverteilung im allgemeinen über große Winkelbereiche aufgenommen wurden, fallen auch diese Fehler nicht ins Gewicht.

Eine weitere Fehlermöglichkeit liegt in dem elekronischen System Photomultiplier - Verstärker - Schreiber. Hier wurde jedoch stets mit der gleichen Anordnung gemessen, sodaß es sich dabei um einen systematischen Fehler handelt, der beim Vergleich der Spektren untereinander wieder herausfällt.

Alle bisher betrachteten Fehler sind klein gegen die Ungenauigkeiten, sich sich durch die Streuung der Meßpunkte bei den Intensitätsbestimmungen selbst ergeben.

Da ist zunächst die Ermittlung der Primärintensität J_0.

Wir bestimmten sie, indem wir ohne Probe mit dem Registriersystem direkt in den Primärstrahl fuhren, wobei dieser Strahl vorher durch ein Filter um einen bekannten Faktor abgeschwächt wurde. Diese Messung wurde meistens vor und nach jeder Streulichtmessung durchgeführt. Es ergab sich, daß für J_o mit einem Fehler von ± 5% zu rechnen ist.

Der zweite Fehler resultiert aus der Messung der Streuintensitäten selbst. Aus den Schwankungen der Meßpunkte ergibt sich hier ein Fehler von ± 10%.

Der Gesamtfehler bei unseren Streulichtmessungen und damit auch bei der Bestimmung der Rauhigkeitsspektren liegt also bei ± 15 %.

Einen weiteren systematischen Fehler für die Bestimmung der Rauhigkeitsspektren könnte man noch bei der Wahl der Dielektrizitätskonstanten für das Metall suchen, die man für die Rechnung verwendet. Daß deren Einfluß auf die Rechnung jedoch relativ gering ist, sieht man an der Abb. IV.13 an einem speziellen Beispiel.

Wir haben hier das normierte Streulicht einer Grenzfläche Glas-Metall bei senkrechtem Lichteinfall berechnet und dabei den Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten in sehr weiten Grenzen variiert. Es zeigt sich, daß selbst bei diesen extremen Werten die Änderung des Rechenergebnisses noch vernältnismäßig klein bleibt. Die Fehler unserer verwendeten Dielektrizitätskonstanten liegen mit Sicherheit um mindestens eine Größenordnung unter diesen Variationen und die Auswirkung auf das Rechenergebnis bleibt in diesem Fall immer klein gegen den Fehler der Intensitätsmessungen.

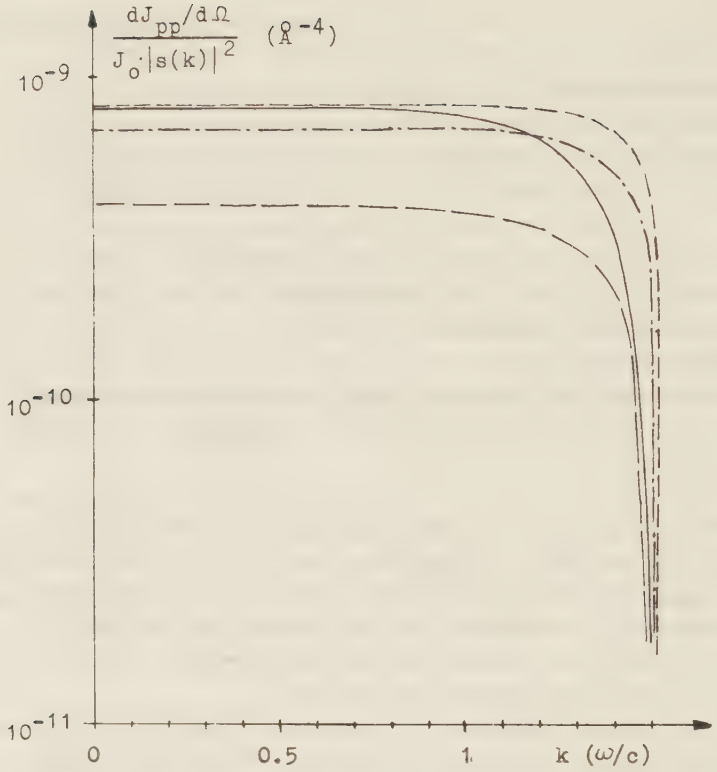

Abb. IV.13: Zum Einfluß der Dielektrizitätskonstanten auf die Berechnung des normierten Streulichts an einer Grenzfläche Glas-Metall.
Die für die Rechnung verwendeten Werte sind:

	ε_1	ε_2
———	-10	0
— —	-10	20
-----	-50	0
-·-·-	-50	20

Alle Kurven für Zwischenwerte von ε liegen zwischen den beiden gestrichelten Kurven.

V. Anwendungsbeispiele.

1. Ankoppeln von Oberflächenplasmaschwingungen an Licht durch die Oberflächenrauhigkeit einer Metallschicht.

Wir verwendeten für diese Messung eine Platte aus BK-7 Glas, deren Oberfläche optisch nicht so fein poliert war wie bei den Tolanskyplättchen. Aufgedampft wurden 500 Å Silber bei einem Druck von $1 - 4 \cdot 10^{-5}$ Torr mit einer Aufdampfrate von 30 Å/sec.

Die Platte wurde mit der unbedampften Seite an das Flüssigkeitsprisma gekittet, sodaß sich eine Anordnung ergibt wie in der Abb. III.2(c). Das Licht fällt von der Luftseite her auf die Metalloberfläche und regt dort über die Rauhigkeit die Oberflächenplasmaschwingungen an. Diese koppeln durch die Metallschicht in das Prisma und werden dort unter dem Resonanzwinkel α_r beobachtet. Die Messung der Streuintensität in alle Richtungen auf dem Resonanzkegel mit dem halben Öffnungswinkel α_r gibt dann die Stärke und die Richtung der angeregten und in der Oberfläche gestreuten Oberflächenplasmonen. Die Integration dieser Kurven über den ganzen Kegel liefert dann ein Maß für den Anteil des Lichtes, der bei einem bestimmten Einfallswinkel insgesamt in Oberflächenwellen eingekoppelt wird.

Abb. V.1 zeigt die so gemessenen Intensitätsverteilungen in einem Polardiagramm einmal für J_{pp} (obere Hälfte) und zum andern für J_{sp} (untere Hälfte). Die Grenzlinie stellt für beide Kurven eine Symmetrielinie dar, man beachte jedoch die unterschiedlichen Skalen für beide Teile der Abbildung. Als Einheit für die Intensitäten wurde unmittelbar der gemessene Multiplierstrom gewählt, da wir nur die Kurven untereinander vergleichen wollen und die Normierung auf Raumwinkel und Primärintensität nur einen Skalenfaktor ergibt.

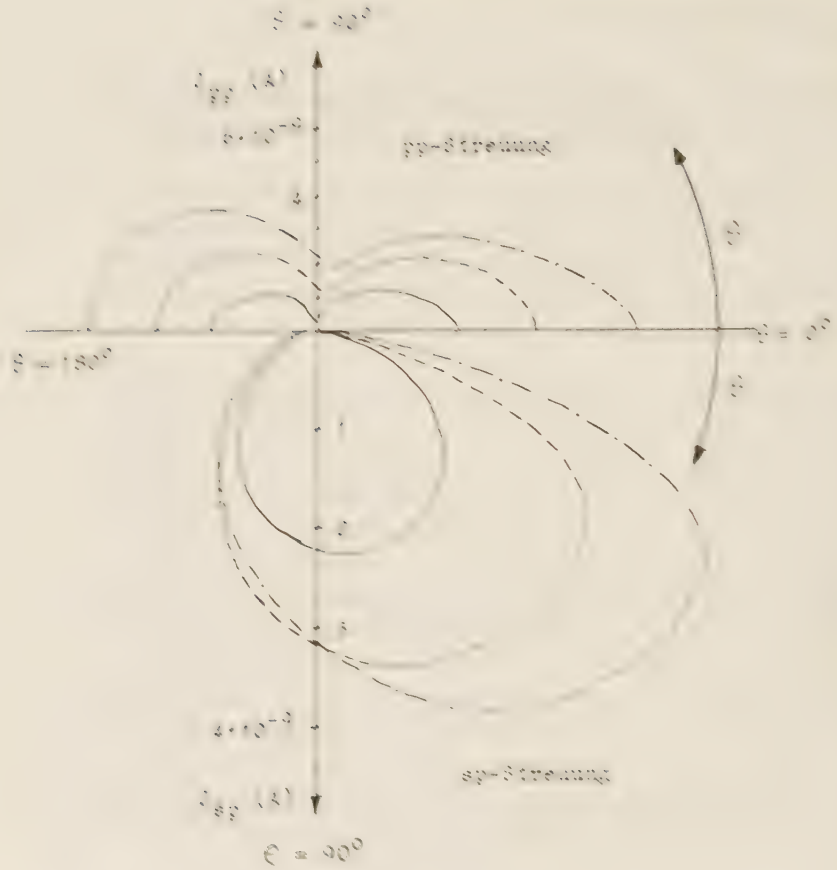

Abb. V.1: Anregung und Streuung von Oberflächenplasmonen an einer Silberoberfläche durch die Rauhigkeit bei schrägem Lichteinfall.
Obere Hälfte: einfallendes Licht p-polarisiert
Untere Hälfte: einfallendes Licht s-polarisiert
$\vartheta = 0^{\circ}$ entspricht der Vorwärtsrichtung
Einfallswinkel $\alpha_0 = 17^{\circ}$(——), $\alpha_0 = 30^{\circ}$(---) und $\alpha_0 = 57^{\circ}$(-·-·)

Wie zu erwarten, ergibt sich mit zunehmendem Einfallswinkel auch eine zunehmende Orientierung in Vorwärtsrichtung, entsprechend $\epsilon = 0$. Je schräger der Lichteinfall ist, umso größer ist die parallel zur Oberfläche liegende Komponente des Lichtwellenvektors und umso kleiner ist der noch von der Oberflächenrauhigkeit zu übertragende Vektor, der notwendig ist, um den Betrag des Wellenvektors der Oberflächenplasmaschwingung zu erreichen.

Die Inte gration über den Kegel von $\theta = 0^\circ$ bis $\epsilon = 360^\circ$ liefert schließlich die Abhängigkeit des gesamten ausgekoppelten Lichtanteiles vom Einstrahlwinkel α_o und der Polarisationsrichtung des eingestrahlten Lichtes. Das Ergebnis ist in Abb. V.2 dargestellt.

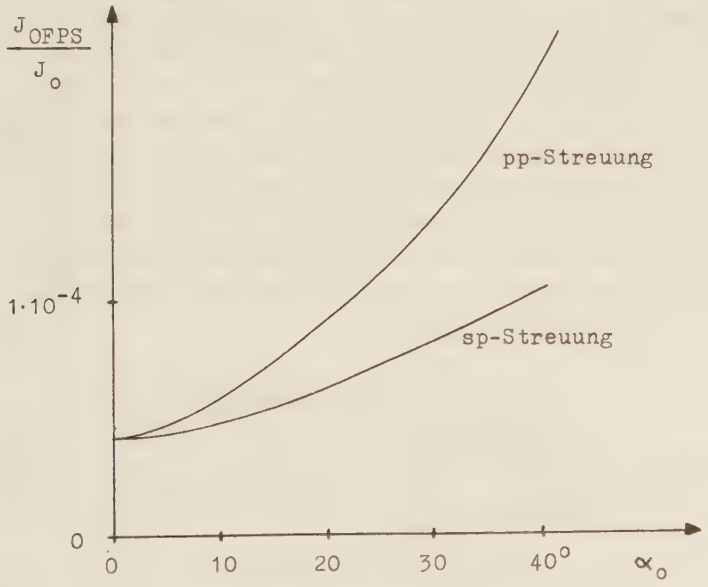

Abb. V.2: Einkopplung von OFPS durch Oberflächenrauhigkeit

Für senkrechten Einfall müssen beide Kurven denselben Wert haben, da in diesem Fall kein Unterschied mehr besteht zwischen p- und s-Polarisation.

Man sieht folgendes: Wenn Licht auf eine rauhe Metalloberfläche fällt, so gent ein Teil seiner Intensität durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen verloren. Dieser Anteil ist bei schrägem Einfall für p-polarisiertes Licht größer als für s-polarisiertes Licht, nimmt aber in beiden Fällen mit größeren Einfallswinkeln zu.

2. Hinweis auf erhönte optische Leitfähigkeit an Quecksilberoberflächen.

Wir führten eine Meßreihe durch, bei der wir ein und dieselbe Oberfläche eines Tolanskyplättchens nacheinander mit verschiedenen Metallen (Ag, Au, Al) bedampften und Streulichtmessungen jeweils an den Grenzflächen Metall-Glas ausführten. Eine zusätzliche Messung konnte für die Grenzfläche Quecksilber-Glas gemacht werden. Dazu wird das Tolanskyplättchen so an eine kleine Küvette geklebt, daß die zu untersuchende Oberfläche innen liegt. Das Ganze wird mit der Außenfläche des Plättchens an das Flüssigkeitsprisma gekittet. Nach dem Einfüllen des Quecksilbers in die Küvette kann dann die Grenzfläche Quecksilber-Glas in der gewohnten Weise vermessen werden. Die Anordnung ist in Abb. V.3 dargestellt.

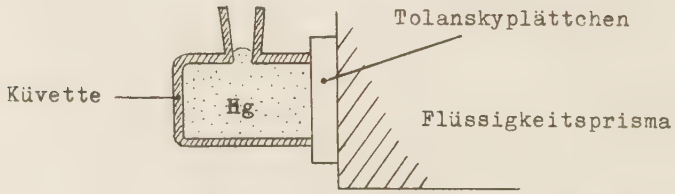

Abb. V.3: Probenmontierung für die Quecksilbermessung.

Wie bereits in der Fenlerdiskussion gezeigt, haben die optischen Konstanten des Metalles keinen grossen Einfluß auf das Ergebnis der Rechnung. Dies zeigt sich auch in der Abb. V.4. Hier wurden die normierten Streuintensitäten für die Grenzfläche Glas-Metall bei senkrechtem Lichteinfall für die Metalle Silber, Gold, Aluminium und Quecksilber berechnet.

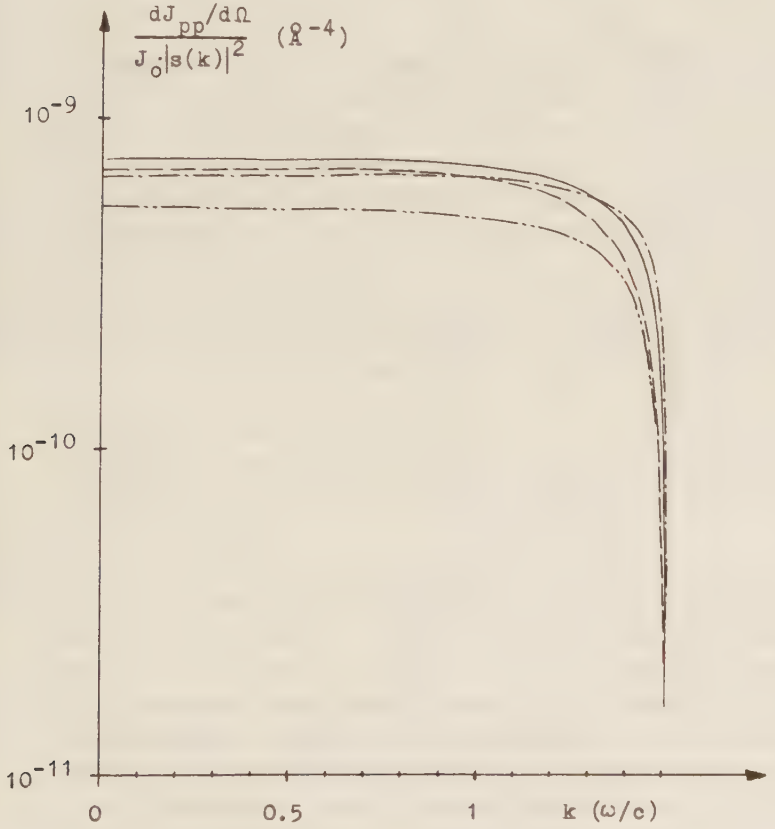

Abb. V.4: Berechnete normierte Streuintensität für Silber (——), Gold (---), Aluminium (-·-·) und Quecksilber (—··—··)

Für die Rechnungen verwendeten wir folgende Literaturwerte für die einzelnen Dielektrizitätskonstanten:

Silber:	$\varepsilon_1 = -17.7$, $\varepsilon_2 = 0.68$	[6]
Gold:	$\varepsilon_1 = -11$, $\varepsilon_2 = 1.35$	[11]
Aluminium:	$\varepsilon_1 = -54.16$, $\varepsilon_2 = 20.18$	[12]
Quecksilber:	$\varepsilon_1 = -23$, $\varepsilon_2 = 20.37$	[13]

Für das Ablösen der bereits gemessenen Schichten verwendeten wir zwei verschiedene Verfahren, je nach der Reihenfolge in der die Messungen durchgeführt werden sollten. Wenn eine neue Schicht aufzudampfen war, so wurde die vorherige Schicht in einem Ultraschallbad abgelöst und das Plättchen anschließend in der beschriebenen Weise gereinigt. Sollte dagegen eine Quecksilberuntersuchung angeschlossen werden, so genügte es, dieses in die Küvette einzufüllen, da dann die vorherige Gold- oder Silberschicht durch das Quecksilber weggelöst wird.

Die beiden folgenden Abbildungen zeigen jeweils links die gemessenen Streuintensitäten und daneben das daraus ermittelte Rauhigkeitsspektrum für zwei verschiedene Proben.

Die erste Abb. V.5 ist das Ergebnis einer Messung, die in der Reihenfolge Gold - Quecksilber - Silber - Quecksilber durchgeführt wurde. Der Unterschied zwischen den Spektren, die mit Gold und Silber ermittelt wurden, dürfte auf die Zwischenbehandlung der Oberfläche zwischen beiden Bedampfungen zurückzuführen sein, wie ein Vergleich mit anderen Meßreihen ergab, die in analoger Weise durchgeführt wurden. Immer sind jedoch die Rauhigkeitsspektren von Gold und Silber von der gleichen Größenordnung, während das Spektrum von Quecksilber um einen Faktor 10 darüberliegt.

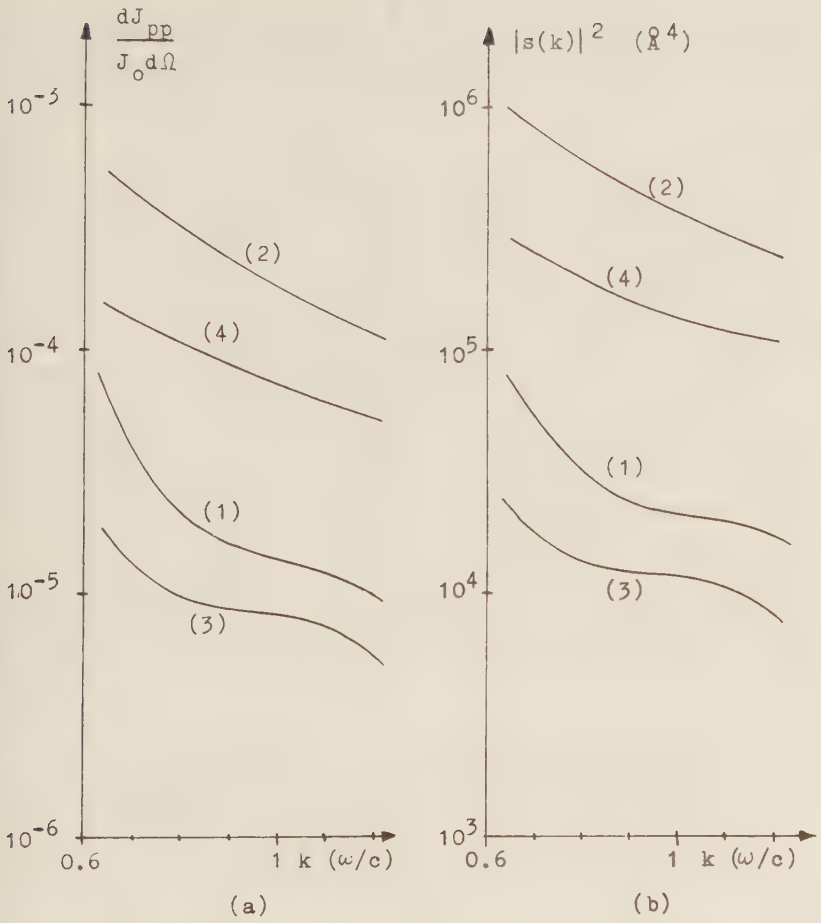

Abb. V.5: Gemessene Streuintensität (a) und Rauhigkeitsspektren (b) einer Grenzfläche Glas-Metall. Es bedeuten in der Reihenfolge der Messungen: (1) Gold, (2) Quecksilber, (3) Silber und (4) Quecksilber

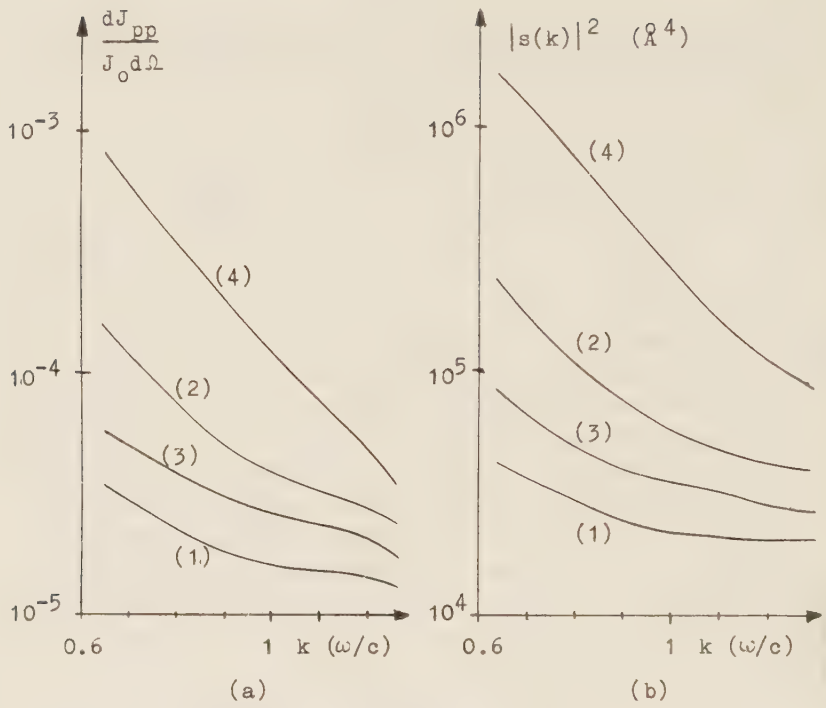

Abb. V.6: Gemessene Streuintensität (a) und Rauhigkeitsspektren (b) einer Grenzfläche Glas-Metall. Es bedeuten in der Reihenfolge der Messungen: (1) Silber, (2) Aluminium, (3) Silber und (4) Quecksilber

Ähnliche Verhältnisse ergeben sich auch bei der Messung, die in Abb. V.6 dargestellt ist. Hier wurden die Messunggen durchgeführt in der Reihenfolge Silber - Aluminium - Silber - Quecksilber. Auch hier zeigt das Streulicht vom Quecksilber eine deutlich höhere Intensität als bei den anderen Metallen.

Wie wir schon früher sahen, kann ein möglicher Fehler in der für die Rechnung verwendeten Dielektrizitätskonstante nicht zu einer so großen Schwankung in der Intensität führen.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit liegt in der Annahme, daß das flüssige Quecksilber Rauhigkeiten mit sehr viel höherer Ortsfrequenz konturiert als die aufgedampften festen Metalle. Eine starke Streuung zweiter oder höherer Ordnung kann dann zu einer Erhöhung des Streulichtes führen. Ein Streuprozess dieser Art zeigt aber bei der Messung der Streuintensität als Funktion des Azimutwinkels θ in der Oberfläche bei schrägem Lichteinfall mit großer Wahrscheinlichkeit eine andere Winkelabhängigkeit als die von uns bei Silber beobachteten Streuprozesse 1. Ordnung. Da zudem in unserem Fall eine Erhöhung der Streuintensität um etwa einen Faktor 10 erklärt werden soll, muß die Intensität des zusätzlichen Streulichtes größer sein als diejenige von der Streuung 1. Ordnung. Dann muß sich aber auch die Winkelabhängigkeit merklich ändern gegenüber einem Streuvorgang, der mit der Streuung 1. Ordnung erklärt werden kann.

Die Abbildung V.6a zeigt nun zwei solche Streulichtkurven, die an derselben Glasoberfläche mit Silber und mit Quecksilber aufgenommen wurden. Gemessen wurde die Streuintensität von der Grenzfläche Glas-Metall in Abhängigkeit vom Azimutwinkel θ unter der Bedingung Einfallswinkel α_o = Ausfallswinkel $\alpha = 50^o$ in der Anordnung der Abb. III.2c.

Es ergibt sich für beide Fälle praktisch dieselbe Winkelabhängigkeit, wobei das Streulicht von der Grenzfläche Glas-Quecksilber stets um den gleichen Faktor von etwa 10 größer ist. Eine so starke Streuung 2. Ordnung scheidet daher als Erklärung für die Erhöhung der Streuintensität aus.

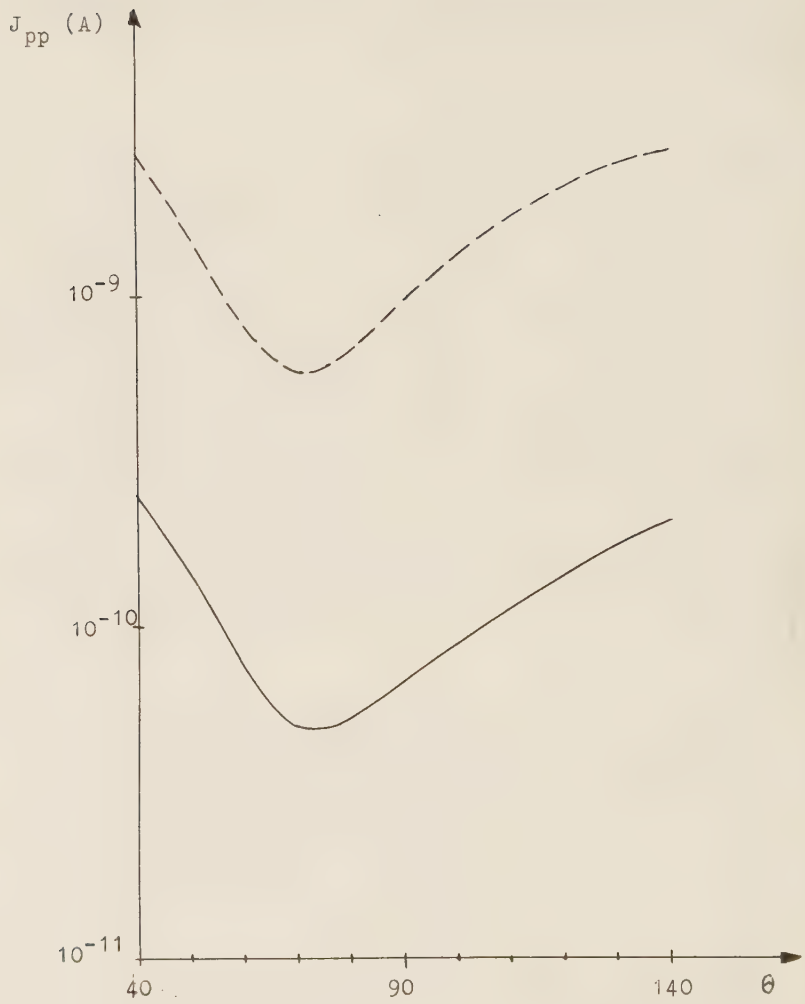

Abb. V.6a: Gemessene Streuintensität J_{pp} in Abhängigkeit vom Azimutwinkel θ für $\alpha_o = \alpha = 50^o$

——— Grenzfläche Glas-Silber

----- Grenzfläche Glas-Quecksilber

Die weitere Möglichkeit, daß eventuell beim Auflösen der Metallschichten durch das Quecksilber Reste des dabei gebildeten Amalgams an der Glasfläche hängenbleiben und als Streuzentren wirken, konnten wir durch weitere Messungen ausschließen, bei denen als erstes Quecksilber verwendet wurde. Die Erhöhung der Streuintensität bei der Grenzfläche Quecksilber-Glas zeigte sich unabhängig von der Reihenfolge der Messungen.

Eine naheliegende Deutung bietet sich an in einer Arbeit von Guidotti und Rice [14]. Die beiden Autoren zeigen dort, daß sich die seit langem beobachtete Diskrepanz zwischen Messungen der optischen Konstanten von Quecksilber aus Reflexionsmessungen und ellipsometrischen Messungen konsistent beseitigen läßt, wenn man für die Oberfläche des Quecksilbers eine Zone erhöhter optischer Leitfähigkeit von einigen Å Dicke annimmt.

Eine höhere optische Leitfähigkeit ist aber in unserem Falle bei gleicher Feldstärke der einfallenden Strahlung gleichbedeutend mit einer Erhöhung des Oberflächenstroms. Nach der Theorie ist die Intensität des Streulichtes proportional zum Quadrat dieses Oberflächenstromes. Damit ist eine Vergrößerung der Streuintensität um einen Faktor 10 gleichbedeutend mit einer Erhöhung des Stromes, und damit ebenfalls der Leitfähigkeit um ungefähr den Faktor 3.

Wir verstehen deshalb das Ergebnis unserer Messungen als einen zusätzlichen experimentellen Hinweis auf die Gültigkeit der Annahme einer erhöhten optischen Leitfähigkeit an der Oberfläche von flüssigem Quecksilber.

3. Zur Güte von Aluminium-Oberflächenspiegeln.

Zuletzt zeigen wir noch ein Beispiel, das zeigen soll, daß man für Aluminiumspiegel, die bei Drucken im 10^{-5} Torr-Bereich aufgedampft wurden bei der Verwendung als Oberflächenspiegel mit stärkerem Streulicht rechnen muß als bei gleichartigen Silberspiegeln.

Wir bestimmten das Rauhigkeitsspektrum verschiedener Metallschichten auf einem Tolanskyplättchen und zwar jeweils für die beiden Grenzflächen Glas-Metall und Luft-Metall. Die Reihenfolge der Messungen war: 1.Aluminium, 2. Silber.

Die Dicke der Aluminiumschicht betrug 2700 Å, aufgedampft bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ Torr mit einer Aufdampfrate von 40 Å/sec. Die Silberschicht war 1300 Å dick und wurde bei einem Druck von $2 - 4 \cdot 10^{-5}$ Torr aufgedampft. Die Aufdampfrate betrug 33 Å/sec.

Zusätzlich haben wir bei dieser Probe auch nochmals eine Messung an der Grenzfläche Quecksilber-Glas durchgeführt, wie sie im vorigen Abschnitt besprochen wurden.

Die Ergebnisse sehen wir in Abb. V.7. Alle Spektren sind wieder von derselben Größenordnung, mit zwei Ausnahmen:

Einmal liegt das Rauhigkeitsspektrum der Grenzfläche Glas-Quecksilber wieder um den Faktor 10 höher. Dieser Effekt wurde schon im vorigen Abschnitt diskutiert.

Als zweites findet man, daß das Spektrum von der freien Aluminiumoberfläche ebenfalls um eine Größenordnung höher liegt und gleichzeitig eine viel geringere k-Abhängigkeit zeigt.

Das Aufdampfen von Aluminium bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ Torr liefert also offenbar keine gut homogene Aluminiumschicht. Die Metalloberfläche ist rauher als die des Substrates und für eine Schichtdicke von 2700 Å erhält man bereits zehnmal so viel Streuintensität wie von einer vergleichbaren Silberschicht.

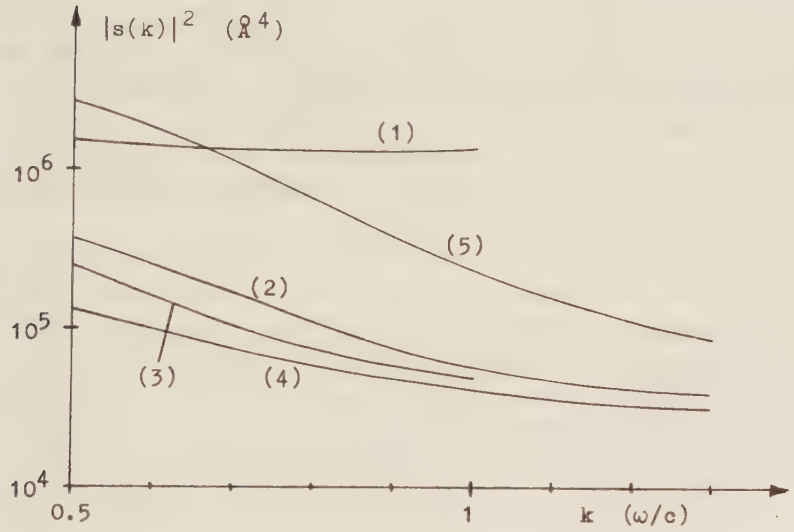

Abb. V.7: Rauhigkeitsspektren der beiden Grenzflächen aufgedampfter Metallschichten.
In der Reihenfolge der Messungen bedeutet:
(1) Luft - Aluminium
(2) Glas - Aluminium
(3) Luft - Silber
(4) Glas - Silber
(5) Glas - Quecksilber

VI. Zusammenfassung.

Makroskopisch glatt erscheinende Oberflächen erweisen sich im mikroskopischen Bereich stets als rauh. Diese Rauhigkeiten können einerseits durch die Struktur der Materie bedingt sein (z.B. Steps auf Spaltflächen von Einkristallen), andererseits durch die Art der Bearbeitung hervorgerufen werden (z.B. Kratzspuren von Schleif- und Poliermitteln bei polierten Oberflächen).

Von besonderem Interesse ist die Rauhigkeit optisch polierter Glasoberflächen, wie sie für die Herstellung optischer Bauelemente verwendet werden, wenn die Gittervektoren k der Rauhigkeit kleiner sind als der Wellenvektor des Lichtes. Die Streuung von Licht aus dem geometrisch-optischen Strahl heraus kann optische Messungen verfälschen.

Möglichkeiten zur Untersuchung solcher Oberflächen bietet die Rasterelektronenspektroskopie. Sie führt jedoch wegen ihrer geringen Tiefenauflösung nur zu relativ schwachen Aussagen über die Rauhigkeitsnöhe. Eine weitere Möglichkeit bietet die von J.M.Bennett verwendete, sogenannte FECO-Methode (Fringes of Equal Chromatic Order). Es handelt sich hierbei um ein Interferenzverfahren zur direkten Bestimmung der Rauhigkeitsfunktion $z = S(x,y)$, das jedoch gegenüber Streulichtverfahren eine geringere k-Auflösung besitzt.

Deshalb wurde in dieser Arbeit die Möglichkeit untersucht, Rauhigkeiten solcher Glasoberflächen durch Streulichtmessungen unter Anwendung einer Streutheorie 1.Ordnung zu bestimmen.

Da die Streuintensität von der reinen Glasoberfläche für eine zuverlässige Messung zu gering ist, wurden die Proben mit einer einige tausend Å dicken Schicht eines hochreflektierenden Metalls bedampft.

Die Untersuchungen ergaben, daß Silber- und Goldschichten, die für sichtbares Licht bereits undurchsichtig sind, die Ober-

fläche des Substrats sehr gut konturieren, wenn man die Bedampfung senkrecht auf die Oberfläche durchführt, und daß das Streulicht von der Oberflächenrauhigkeit und nicht von inneren Inhomogenitäten der Metallschichten herrührt. Außerdem wurden die Grenzen für die Giltigkeit der Streutheorie 1.Ordnung untersucht. Es ergab sich, daß die Beschreibung der Streuerscheinungen an mikroskopisch rauhen Metalloberflächen bei Verwendung von sichtbarem Licht der Wellenlänge 6328 Å mit dieser Theorie möglich ist, wenn die mittlere quadratische Rauhigkeit der streuenden Oberfläche kleiner ist als etwa 30 Å. Dies gilt im allgemeinen für die Rauhigkeit optisch feinpolierter Gläser.

Auf diese Weise lassen sich also optisch relevante Oberflächenrauhigkeiten ausmessen.

Im Rahmen der Messungen ergaben sich zwei weitere interessante Resultate:

1. Eine Glasplatte wurde bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ Torr mit Aluminium verspiegelt. Die anschließende Messung ergab, daß die so hergestellte freie Aluminiumoberfläche sehr viel stärker streut, als es aus der Rauhigkeit des Substrats zu erwarten ist. Die Herstellung besonders hochwertiger Aluminium-Oberflächenspiegel ist daher unter diesen Bedingungen nicht möglich.

2. Es wurde eine Grenzfläche Glas-Quecksilber untersucht. Hier tritt eine Erhöhung der Streuintensität um einen Faktor 10 gegenüber der von der Rauhigkeit der Glasoberfläche zu erwartenden Streuintensität auf. Diese Intensitätszunahme läßt sich mit einer einige Å dicken Zone erhöhter Leitfähigkeit an der Quecksilberoberfläche erklären. Eine solche Zone erhöhter Leitfähigkeit wurde bereits von Guidotti und Rice [14] aufgrund von Reflexionsmessungen und ellipsometrischen Messungen an Quecksilberoberflächen postuliert.

VII. Anhang.

1. Experimentelle Einzelheiten.

a. Das Streulichtgoniometer.

Eine schematische Darstellung des Goniometers zeigt die Abb. VII.1, anhand derer wir die Funktion besprechen wollen.

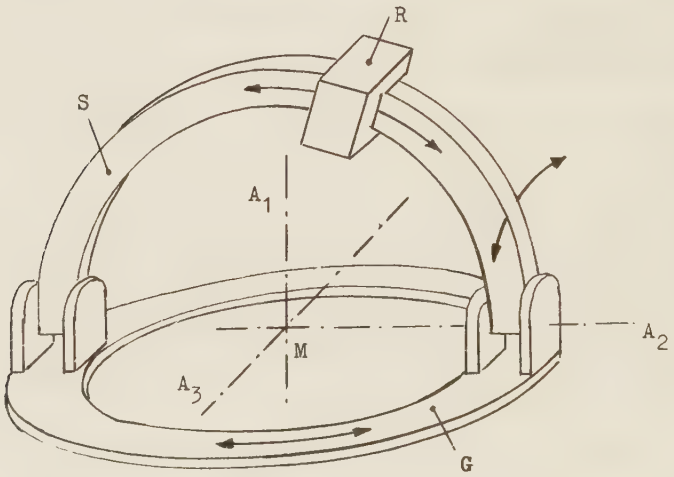

Abb. VII.1: Schematische Darstellung des Streulichtgoniometers.

Auf einer Grundplatte G ist der Schwenkarm S so angebracht, daß er sich um die horizontale Acnse A_2 drehen läßt. Auf diesem Schwenkarm läuft ein Schlitten R, der die Registrier-

anordnung für die Messung des gestreuten Lichtes trägt. Die Verschiebung des Schlittens auf dem Schwenkarm bedeutet also eine Drehung um die Achse A_3. Die Grundplatte G ist außerdem um die vertikale Achse A_1 drehbar. Alle Achsen gehen durch den Goniometermittelpunkt M. Damit läßt sich die Beobachtungsrichtung in jede Richtung im Raum einstellen.

Die Drehung des Schwenkarms S um die Achse A_2 wird über ein Potentiometer direkt auf den xy-Schreiber gegeben. Durch geeignete Einstellung des Goniometers bezüglich der Probe ist es dann möglich, hiermit entweder den Ausfallswinkel α oder den Azimutwinkel ϑ in der Probenoberfläche zu messen, wie es in den Abbildungen VII.2 und VII.3 gezeigt ist.

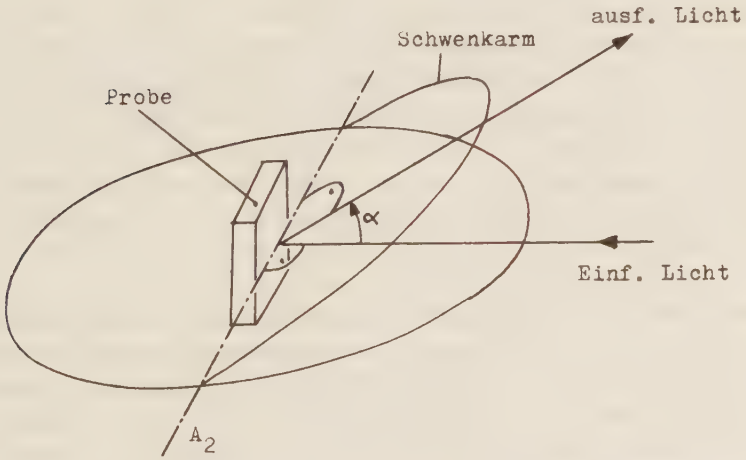

Abb. VII.2: Messung des Ausfallswinkels α bei senkrechtem Lichteinfall

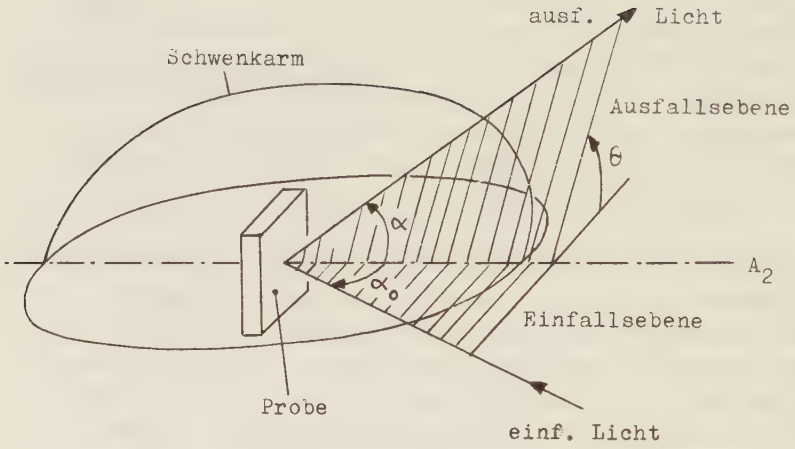

Abb. VII.3: Messung des Streuwinkels θ in der Oberfläche

b. Strahlengang und Messung der Intensität.

Als Lichtquelle diente ein He-Ne-Laser, Mod. LS 1 der Firma CW Radiation. Vor dem Laser befand sich ein Interferenzfilter für die Laserwellenlänge $\lambda = 6328$ Å, um Anteile anderer Wellenlänge auszufiltern, die vom Pumplicht des Lasers herrühren. Die Polarisationsebene des Lichtes wurde durch Kippen des Lasers etwa 45° zur Vertikalen geneigt. Der weitere optische Strahlengang ist in der Abb. VII.4 dargestellt.

Die durch die Laserkippung grob eingestellte Polarisationsrichtung des Primärstrahls konnte durch den ersten Polarisator (Pol 1) fein nachjustiert werden in der Weise, daß sich für zwei zueinender senkrechte Stellungen des zweiten Polarisators (Pol 2) die gleiche Pimärintensität ergibt. Diese beiden Stellungen entsprechen dann p- und s-Polarisation des Primärstrahls, der damit in beiden Fällen die gleiche Intensität hat.

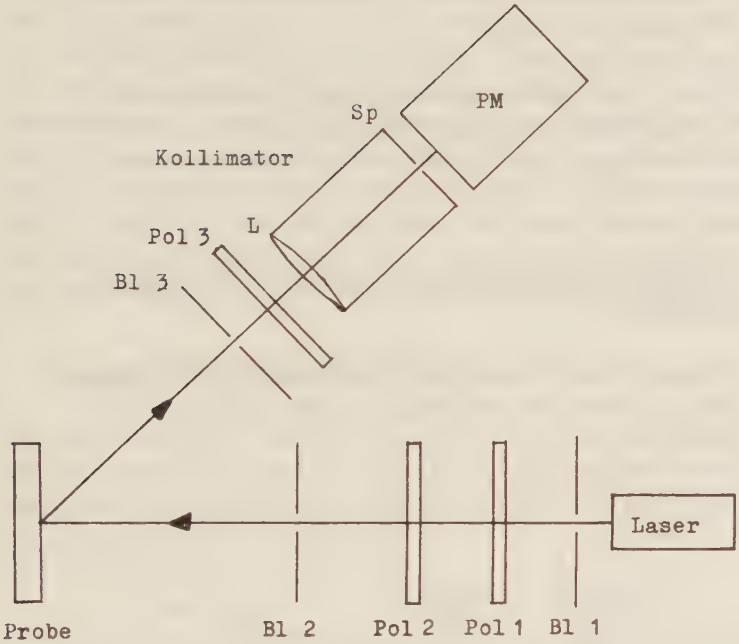

Abb. VII.4: Optischer Strahlengang bei der Streulichtmessung

Die Meßanordnung für das Streulicht setzt sich zusammen aus dem Analysator (Pol 3) zur Auswahl der Polarisation und dem Kollimator, bestehend aus Linse L und Spalt Sp, zur Richtungsselektion. Die Intensität wird gemessen mit dem Photomultiplier PM (Typ EMI 6256 S), dessen Photokatnode sich unmittelbar hinter dem Spalt des Kollimators befindet.

Die Blenden Bl 1 und Bl 2 dienen zum Ausblenden von störendem Streulicht von den verschiedenen Oberflächen der optischen Bauelemente. Die Blende Bl 3 schränkt das Gesichts-

feld des Streulichtempfängers auf die beleuchtete Stelle der Probenoberfläche ein.

Das Signal des Photomultipliers wird mit einem Elektrometer (Keithley Modell 602) gemessen und geht von dessen Verstärkerausgang unmittelbar auf die y-Achse des xy-Schreibers.

c. Probenmontage für die Messung mit Luftspalt und Flüssigkeitsprisma.

Um die Probenoberfläche nahe genug an eine Referenzfläche heranbringen zu können verwendeten wir die in Abb. VII.5 gezeigte Konstruktion.

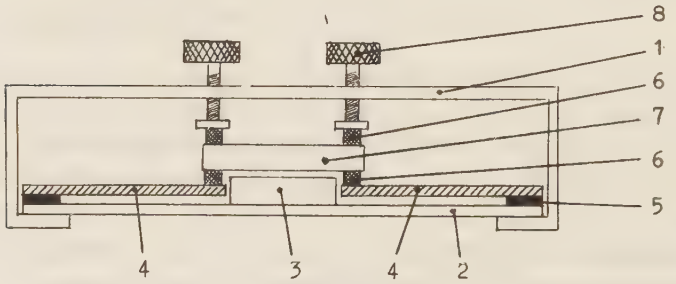

Abb. VII.5: Zusammenbau einer Probe für die Messung mit Luftspalt.

In dem Rahmen (1) liegt eine große Glasplatte (2), auf die als Referenzplatte ein Tolanskyplättchen (3) mit Immersionsöl gekittet ist. Durch zwei Abstandsstreifen (5) wird eine Messingplatte (4) in einiger Entfernung von der Glasplatte (2) gehalten. Sie trägt auf vier Gummiklötzchen (6) die Probe (7), die von hinten wieder über vier

Gummidämpfer (6) durch die vier Andruckschrauben (8) nach vorne gepreßt werden kann. Dadurch, daß der Druck durch die Messingplatte und die Gummiklötzchen aufgefangen wird ist es möglich, die Dicke und die Homogenität der Abstandsschicht zwischen den beiden Tolanskyplättchen einzustellen, ohne daß eine der vorderen Glasplatten (2) und (3) mechanisch belastet und damit deformiert wird. Die Platte (2) wird zur Messung mit ihrer Vorderfläche an das Flüssigkeitsprisma gekittet. Die Rückseite des Referenzplättchens (3) wirkt dann als Prismenbasis.

d. Montage der Proben bei den Isotropiemessungen.

Für die Messungen der Streuintensität in Abhängigkeit von der Richtung auf der Oberfläche bei senkrechtem Lichteinfall und festem Ausfallswinkel verwendeten wir einen Probenhalter gemäß Abb. VII.6.

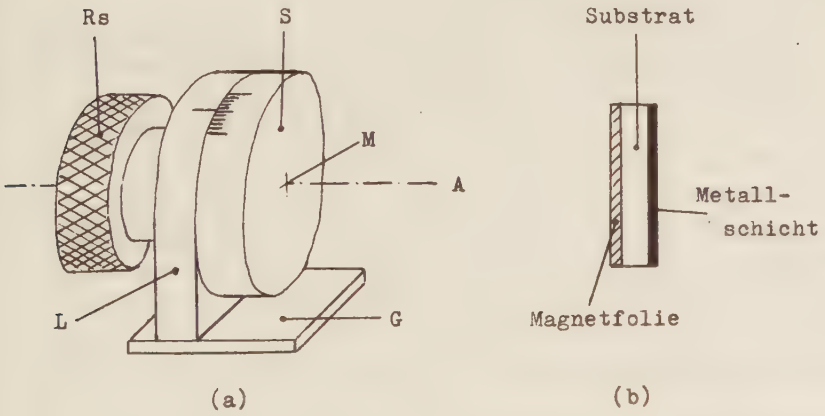

Abb. VII.6: Probenhalter (a) und Probenaufbau (b) für die Isotropiemessungen

Eine Eisenscheibe S mit völlig plangedrehter Vorderfläche sitzt auf einer Achse, die spielfrei im Lagerblock L läuft. Auf dem rückwärtigen Ende der Achse sitzt die Rändelscheibe Rs, an der die Scheibe S um die Achse A gedreht wird. Die Drehachse steht senkrecht auf der Vorderfläche der Scheibe S. Der Lagerblock L sitzt auf der Grundplatte G. Diese kann auf dem Spektrometertisch so justiert werden, daß die Achse A genau mit dem einfallenden Strahl zusammenfällt.

Die Probe ist mit inrer Rückseite auf eine magnetische Folie geklebt, mit deren Hilfe sie auf der Vorderfläche der Eisenscheibe haftet (siehe Abb. VII.6 (b)). Dadurch kann man die Probe senkrecht zum Strahl verschieben um sich für die Messung eine beliebige Stelle der Oberfläche auszusuchen, ohne daß sich die Justierung Drehachse-Primärstrahl ändert. Bei der Drehung der Probe wird also stets derselbe Probenort bestrahlt. Durch Verschiebung der ganzen Einheit in Richtung der Achse A erreicht man, daß der Durchstoßpunkt der Achse durch die Probenoberfläche M genau in den Goniometermittelpunkt fällt, und damit das Streulicht für jeden Ausfallswinkel gemessen werden kann. Drehung der Probe um A läßt nun die Geometrie der Streuanordnung unbeeinflußt und ändert nur die Lage der Ausfallsebene in der Probenoberfläche. Über eine Skaleneinteilung auf der Mantelfläche der Scheibe S und eine Strichmarke auf dem Lagerblock L ist die Größe dieses Drehwinkels θ von einem beliebigen Nullpunkt aus meßbar.

e. Flüssigkeitsprisma und Kugelkalotte.

Eine Alternative zu dem in Kapitel III beschriebenen Flüssigkeitsprisma stellt die Verwendung einer Kugelkalotte aus BK-7 Glas dar, wie sie in der Abb. VII.7 dargestellt ist.

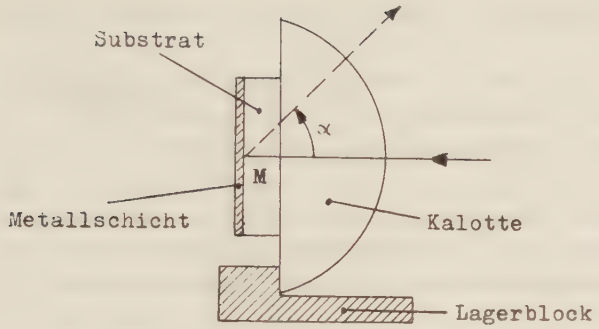

Abb. VII.7: Verwendung einer Glaskugelkalotte anstelle des Flüssigkeitsprismas

Das Licht tritt senkrecht durch die Kugelfläche ein, wird an der Grenzfläche Glas-Metall gestreut und verläßt die Kalotte unter dem Ausfallswinkel α in radialer Richtung.

Ein Vorteil dieser Anordnung ist der, daß durch Drehung um eine vertikale Achse durch die Probenoberfläche der Einfallswinkel des Lichtes kontinuierlich verändert werden kann, im Gegensatz zu den fest vorgegebenen Eintrittsflächen des Flüssigkeitsprismas.

Demgegenüber gibt es jedoch einen entscheidenden Nachteil: Der Mittelpunkt M der Kugelfläche fällt nur für eine ganz bestimmte Dicke des Substrats in die streuende Oberfläche. Für dickere und dünnere Substrate werden zusätzliche Winkelkorrekturen notwendig, während sich diese Abweichungen beim Flüssigkeitsprisma durch einfache Längsverschiebung des Bottichs ausgleichen lassen.

Wir haben für einige Proben das Streulicht für die gleiche Geometrie in beiden Anordnungen untersucht und dabei keine meßbaren Unterschiede festgestellt.

f. Probenherstellung.

Als Substrat für die Metallbedampfungen dienten Glasplatten aus BK-7 mit einer Größe von 20 x 30 mm und einer Ebenheit von $\lambda/10$, sogenannte Tolanskyplättchen.

Die Platten wurden nach einer groben Vorreinigung etwa 5 Minuten lang in einem Ultraschallbad gereinigt. Das Reinigungsmittel wurde anschließend mit destilliertem Wasser entfernt und zum Schluß die ganze Probe unter fließendem Aceton p.A. abgespült. Danach kam das so vorbereitete Substrat sofort in den Rezipienten zur Bedampfung.

Das Aufdampfmaterial bestand aus Drähten der Firma Degussa mit einer Reinheit von mindestens 99.995 %.

Als Aufdampfquelle verwendeten wir bei Silber Aufdampfschiffchen aus Tantal, bei Gold und Aluminium Wendeln oder Kronen aus Wolframdraht.

Die genauen Aufdampfbedingungen für die verschiedenen Proben sind jeweils bei der Besprechung der einzelnen Messungen angegeben.

Die Schichtdicken wurden entweder nach erfolgter Streulichtmessung an den Proben selbst oder, wenn dies nicht möglich war, an simultan bedampften Plättchen mit der Methode der Vielstrahlinterferenz nach Tolansky [10] bestimmt.

2. Die Streuformel von Kröger und Kretschmann.

a. Die allgemeine Streuformel.

Wie bereits in Kapitel II beschrieben, betrachtet man als Quelle für die Streustrahlung einen Oberflächenstrom $J^{(1)}$, der sich ergibt als Differenz der Polarisationsströme bei rauher und bei glatter Oberfläche. Die Ableitung dieses Differenzstromes soll anhand der Abb. VII.8 deutlich gemacht werden.

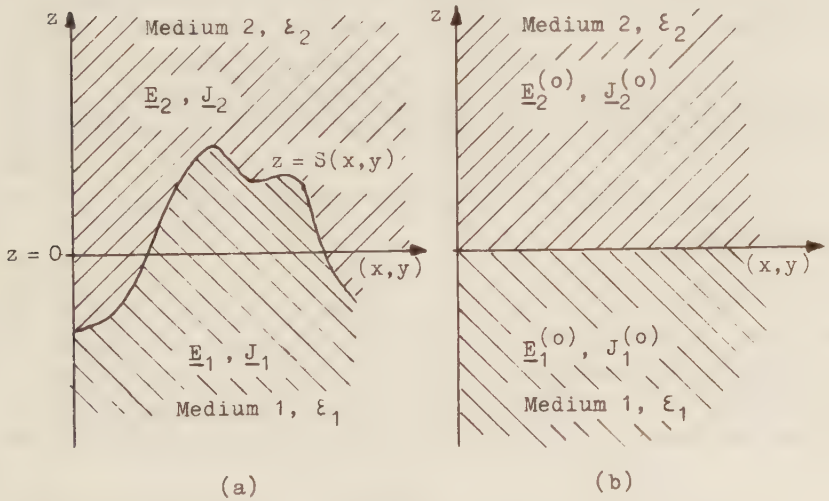

Abb. VII.8: Koordinaten und Felder an der Grenzfläche zwischen zwei Medien mit den Dielektrizitätskonstanten ε_1 und ε_2;
(a) rauhe und (b) glatte Oberfläche

Die rauhe Oberfläche sei gegeben durch z = S(x,y). Für die Polarisationsströme an der rauhen Oberfläche hat man

$$\underline{J}_{1,2} = \frac{\varepsilon_{1,2} - 1}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \underline{E}_{1,2} \qquad \text{(VII.1)}$$

Entsprechend bezeichnet man bei der glatten Oberfläche die Felder und Ströme mit $\underline{E}_{1,2}^{(o)}$ und $\underline{J}_{1,2}^{(o)}$. Nimmt man nun an, daß die Höhe und Ausdehnung der Rauhigkeiten klein sind gegen die Wellenlänge des Lichtes, so kann man in erster Näherung die Ströme nahe der rauhen Oberfläche gleich denjenigen bei glatter Oberfläche setzen und sie sich jeweils im gleichen Medium in die Hügel oder Täler der Rauhigkeit fortgesetzt denken, wie es durch die Schraffierung in der Abb. VII.8 (a) angedeutet ist. Der Vergleich dieser Verteilung mit derjenigen bei glatter Oberfläche liefert dann den gesuchten Differenzstrom. Für kleine Rauhigkeitsamplituden kann man ihn auf eine Ebene bei z = 0 zusammenziehen und erhält

$$\underline{J}^{(1)} = \left(\frac{\varepsilon_1 - 1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \underline{E}_1^{(o)}(x,y,0) - \frac{\varepsilon_2 - 1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \underline{E}_2^{(o)}(x,y,0) \right) S(x,y) \quad \text{(VII.2)}$$

Es bleibt noch die Frage, in welches Medium dieser Strom zu legen ist.

Kröger und Kretschmann konnten in [1] zeigen, daß die Felder dieses Stromes genau dann dem Ergebnis einer Störungsrechnung erster Ordnung von Juranek [15] gleich sind, wenn man den Strom in eine dünne Vakuumschicht ($\varepsilon = 1$) zwischen die beiden Medien legt, wie in Abb. VII.9 angedeutet.

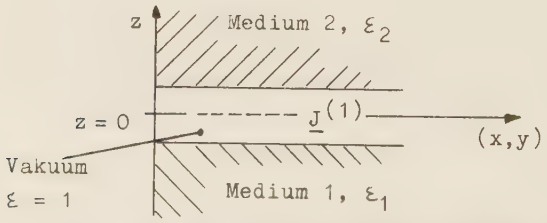

Abb. VII.9: Lage des Oberflächenstromes in einer dünnen Vakuumschicht zwischen den Medien 1 und 2

Juranek geht dabei von den exakten Stetigkeitsbedingungen für die Grenzfläche aus und entwickelt die Felder nach Potenzen der Rauhigkeitsamplitude A. Die Rauhigkeits ist dabei gegeben durch $z = A\,S(x,y)$. Aus dem Gleichungssystem einschließlich der Glieder erster Ordnung in A erhält man dann zusätzliche Felder, die sich auch aus dem Oberflächenstrom $\underline{j}^{(1)}$ durch Einsetzen in die Maxwell'schen Gleichungen verifizieren lassen. Diese Übereinstimmung gilt jedoch nur dann, wenn man die Dielektrizitätskonstante des Mediums, in dem der Strom liegt gleich 1 setzt.

Die abgestrahlten Felder dieses Stromes in die beiden Halbräume $z > 0$ und $z < 0$ berechnet man dann nach der Methode der Vielfachreflexion an den Grenzflächen Vakuum - Medium 1,2. Hierzu werden alle Felder und die Oberflächenrauhigkeit fouriertransformiert bezüglich x,y und t. Die transformierten Größen bezeichnen wir mit kleinen Buchstaben.
Die Fourierkomponente des Stromes $\underline{j}^{(1)}$ ist dann

$$\underline{j}^{(1)}(\underline{k},\omega) = (-i\omega)\cdot s(\underline{k})\cdot\left(\frac{\varepsilon_1 - 1}{4\pi}\,\underline{e}_1^{(o)}(\underline{k}_o,0,\omega) - \frac{\varepsilon_2 - 1}{4\pi}\,\underline{e}_2^{(o)}(\underline{k}_o,0,\omega)\right) \qquad \text{(VII.3)}$$

dabei ist $\underline{k} = (k_x, k_y, 0)$ und $\underline{k}_o$ die Projektion des k-Vektors des einfallenden Lichtes auf die xy-Ebene.

Dieser Strom erzeugt im Vakuum ($\varepsilon = 1$) ein Feld

$$\underline{h}^{\pm}(\underline{k},\omega) = -\frac{2\pi}{ck_z}\,\underline{k}^{\pm} \times \underline{j}^{(1)} \qquad \text{(VII.4)}$$

mit $\underline{k}^{\pm} = \underline{k} + (0,0,\pm k_z)$ und $k_z = \sqrt{(\frac{\omega}{c})^2 - k^2}$

Die Indizes + und - gelten für $z > 0$ bzw. $z < 0$.

Den Strom $\underline{j}^{(1)}$ teilt man in drei Komponenten auf:

$$\underline{j}^{(1)} = j_{\perp}^{(1)} \frac{\underline{k}}{k} + j_n^{(1)} \frac{(-k_y, k_x, 0)}{k} + j_z^{(1)}(0,0,1) \quad \text{(VII.5)}$$

Der erste Summand bedeutet einen Strom in der Oberfläche, parallel zur Ausfallsebene.
Der zweite Summand einen Strom in der Oberfläche, senkrecht zur Ausfallsebene.
Der dritte Summand bedeutet einen Strom normal zur Oberfläche.

Für p-Polarisation, d.h. transversales magnetisches Feld, parallel zu $(-k_y, k_x, 0)$ erhält man aus Gl. VII.4:

$$\underline{h}_p^{\pm}(\underline{k},\omega) = \frac{2\pi}{ck} (k \cdot j_z^{(1)} \mp k_z \cdot j_{\perp}^{(1)}) \frac{(-k_y, k_x, 0)}{k} \quad \text{(VII.6)}$$

Nun berücksichtigen wir die Grenzflächen und setzen das Feld zwischen die Schichtsysteme I und II wie in der Abb.VII.10 gezeigt.

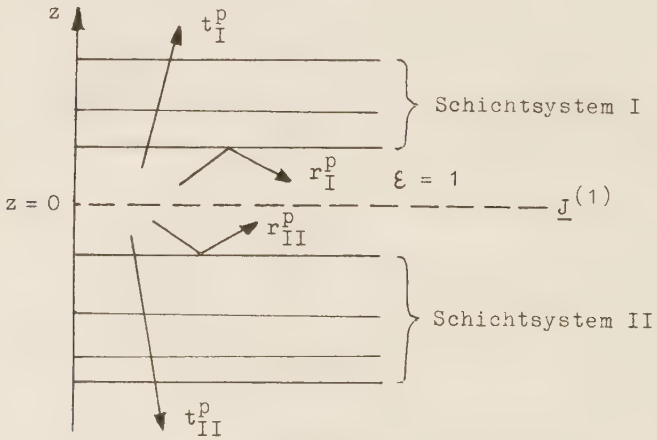

Abb. VII.10: Geometrie und Fresnelkoeffizienten für die Vielfachreflexion

Bezeichnen wir mit $r^p_{I,II}$ und $t^p_{I,II}$ die Fresnelkoeffizienten (siehe z.B. Wolter [16]) für Reflexion und Transmission der magnetischen Felder bei p-Polarisation an den Systemen I und II, so können wir die transmittierten Felder im System I durch Vielfachreflexion an den beiden Grenzflächen berechnen:

$$h^p_I = (h^+_p + r^p_{II} \cdot h^-_p) \cdot t^p_I \cdot (1 + r^p_I r^p_{II} + (r^p_I r^p_{II})^2 + \cdots)$$

Einsetzen von h^+_p und h^-_p aus Gl.(VII.6) liefert dann

$$h^p_I = \frac{t^p_I}{1 - r^p_I r^p_{II}} \frac{2\pi}{ck_z} (j^{(1)}_z \cdot k_\perp (1 + r^p_{II}) - j^{(1)}_\perp k_z (1 - r^p_{II})) \quad \text{(VII.7)}$$

Für die Streustrahlung J_p einer rauhen Oberfläche in den Raumwinkel $d\Omega$ erhält man dann mit der Einfallsintensität J_o

$$\frac{dJ_p}{J_o d\Omega} = \frac{4\pi^2\omega^2}{c^2} \cdot \frac{\cos^2\alpha}{|\cos\alpha_o|} \cdot \frac{\varepsilon_T}{\sqrt{\varepsilon_o}} \cdot \left|h^p_I\right|^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_T}} \quad \text{(VII.8)}$$

Dabei ist: α_o der Einfallswinkel

α der Ausfallswinkel

ε_o die DK des Mediums, aus dem die Strahlung einfällt

ε_T die DK des Mediums, in dem die Streustrahlung gemessen wird.

Diese Formel ist in unserem Rechenprogramm 1 ausgewertet, das wir im Abschnitt 3 dieses Anhangs wiedergeben.

b. Vereinfachung für die Grenzfläche Glas-Metall.

In vielen Messungen haben wir das Streulicht einer Grenzfläche Glas-Metall bei senkrechtem Lichteinfall gemessen.

Die zugrundeliegende Geometrie zeigt die Abb. VII.11:

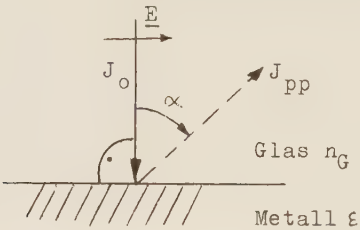

Abb. VII.11: Geometrie für den Spezialfall senkrechten Lichteinfalls auf die Grenzfläche Glas-Metall

Damit wird in den Gleichungen (VII.2) und (VII.3)

$$\varepsilon_T = \varepsilon_o = n_G^2 = \varepsilon_1$$

$$\left.\begin{aligned} \cos\alpha_o &= 1 \\ j_z^{(1)} &= 0 \end{aligned}\right\} \text{ wegen senkrechtem Lichteinfall}$$

$\varepsilon_2 = \varepsilon$ Dielektrizitätskonstante des Metalls

Mit diesen Werten und unter Normierung auf das Rauhigkeitsspektrum $|s(k)|^2$ erhalten wir für die normierte Streuintensität

$$\frac{dJ_{pp}/d\Omega}{J_o|s(k)|^2} = 4\pi^2 \frac{\omega^4}{c^4} \cos^2\alpha \left| \frac{2g_M^p}{g_M^p + g_G^p} \cdot \frac{n_G(n_g^2 - \varepsilon)}{n_G + \sqrt{\varepsilon}} \right|^2 \qquad \text{(VII.9)}$$

Dabei sind die g_i^p definiert nach Wolter [16] für Glas (G) und Metall (M).

Das Rechenprogramm für diese Formel ist ebenfalls im Abschnitt 3 wiedergegeben. Für die gleiche Meßgeometrie liefern beide Programme das gleiche Ergebnis. Das zweite Programm ist einfacher zu handhaben, aber nicht auf alle verwendeten Meßgeometrien anwendbar.

c. Anmerkungen zur Volumenstreuung.

Nimmt man eine glatte Oberfläche an, läßt jedoch kleine statistische Änderungen der Dielektrizitätskonstante des Metalles im Innern zu, so erhält man Streuströme im Inneren des Metalles, die man auch wieder als Quellen für Streustrahlung betrachten kann, sogenannte Volumenstreuung. Für die Intensität des gestreuten Lichtes erhält man eine Formel analog zu Gl. (VII.8), wobei jedoch zwei Unterschiede zu beachten sind:

1. Da die Streuströme jetzt im Metall liegen, muß die z-Komponente des Streustromes durch ε dividiert werden, man hat also zu ersetzen:

$$j_z^{(1)} \longrightarrow j_z^{(1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon}$$

2. Die Funktion S(x,y) beschreibt nicht mehr die Oberflächenrauhigkeit sondern stellt ein Maß für die Inhomogenitäten von ε im Innern des Metalles dar.

Für senkrechten Einfall ist stets $j_z^{(1)}$ gleich Null und es gibt keinen Unterschied zwischen Volumen- und Oberflächenstreuung, wenn man für beide Fälle die gleiche statistische Streuwahrscheinlichkeit s(k) annimmt.

Bei schrägem Lichteinfall ist $j_z^{(1)}$ ungleich Null und man erhält eine unterschiedliche Winkelverteilung der Streustrahlung, die eine experimentelle Unterscheidung zwischen Oberflächen- und Volumenstreuung möglich macht.

Wir fanden bei keiner unserer Messungen einen Hinweis auf das Vorliegen von Volumenstreuung.

3. Rechenprogramme.

a. Allgemeines Algol-Programm für drei Schichten.

In diesem Programm wird nach der Gleichung (VII.8) die pp-Streuung berechnet für ein System Dielektrikum 1 (Halbraum, entsprechend unserem Prisma) - Dielektrikum 2 (Zwischenschicht) - Metall, und zwar für den Fall, daß das Licht aus dem Dielektrikum 1 auf die Metalloberfläche fällt und das Streulicht ebenfalls im Dielektrikum 1 gemessen wird.

Ausgedruckt wird sowohl das Streulicht

$$\frac{dJ_{pp}/d\Omega}{J_o} \quad \text{in Zeile 186,}$$

als auch das normierte Streulicht $\frac{dJ_{pp}/d}{J_o|s(k)|^2}$ in Zeile 188.

Im ersten Fall wird für das Rauhigkeitsspektrum eine Gaußverteilung zugrundegelegt.

Das zweite Ergebnis wird für die Bestimmung des experimentellen Rauhigkeitsspektrums nach Gleichung (II.5) aus der Messung verwendet.

Das Programm ist sowohl für Oberflächen- als auch für Volumenstreuung ausgelegt.

Die Definition der einzelnen Größen und der Eingabedaten ist dem Abschnitt 'Comment' am Anfang des Protokolls zu entnehmen.

```
ANFANG PROTOKOLL
000010  'BEGIN'
000020C 'COMMENT' P-P-STREUUNG PRISMA-DIELEKTRIKUM-METALL, STREUUNG ZUR PRISMENSEITE
000030C           ALPHAO: EINFALLSWINKEL
000040C           ALPHA: AUSFALLSWINKEL
000050C           THETA: STREUWINKEL ZWISCHEN DEN K-VEKTOREN
000060C           D: LUFTDICKE IN ANGSTROEM
000070C           XA: ANFANGSWERT VON ALPHA IN 1/10 GRAD
000080C           XM: MAXIMALWERT VON ALPHA
000090C           XS: SCHRITTWEITE VON ALPHA IN 1/10 GRAD
000100C           XOA: ANFANGSWERT VON ALPHAO IN 1/10 GRAD
000110C           XOB: MAXIMALWERT VON ALPHAO
000120C           XOS: SCHRITTWEITE VON ALPHAO IN 1/10 GRAD
000130C           YA: ANFANGSWERT VON THETA IN GRAD
000140C           YM: MAXIMALWERT VON THETA
000150C           YS: SCHRITTWEITE VON THETA IN GRAD
000160C           DA: KLEINSTE SCHICHTDICKE
000170C           B: SCHRITTWEITE DER SCHICHTDICKE
000180C           ZM: MAXIMALE SCHICHTDICKE
000190C           LA: WELLENLAENGE IN ANGSTROEM
000200C           ESQUAD: QUADRAT DER MITTLEREN RAUHIGKEIT IN ANGSTROEM QUADRAT
000210C           SIGMA: HALBWERTSBREITE DER GAUSSVERTEILUNG IN REZIPROKEN ANGSTROEM
000220C           EPPE: BRECHUNGSINDEX DES PRISMAS
000230C           EPSL: BRECHUNGSINDEX DES DIELEKTRIKUMS
000240C           EPS1,2: DK DES METALLS
000250C           G: G IN DER WOLTERFORMEL, TH-FALL
000260C           GL: DIELEKTRIKUM, GP: PRISMA, GM: METALL
000270C           1: REALTEIL, 2: IMAGINAERTEIL
000280C           DELTA: DURCHLAESSIGKEITSFAKTOR
000290C           MULTIREF: BEITRAG DER SCHICHTSYSTEME I UND II IN KROEGERFORMEL
000300C           SABS: BETRAGSQUADRAT DES RAUHIGKEITSSPEKTRUMS
000310C           VERGL: AUF SABS NORMIERTE STREUINTENSITAET
000320C           OFL: ART DER STREUUNG, 1: OBERFLAECHEN-, 2: VOLUMENSTREUUNG;
000330  'INTEGER' B,DA,OFL,X,XO,XA,XM,XS,XOA,XOM,XOS,Y,YA,YM,YS,Z,ZM;
000340  'REAL' 'PROCEDURE' CEXPO(X); 'CODE';
```

```
000350  READ('A,B,ZA,YA,YS,YM,XOA,XOS,XOM,XA,XS,XM);
000360  'BEGIN'
000370  'REAL' DELTA,DELTA1,DELTA2,ENL,ENPE,EPS1,EPS2,ESQUAD,GH1,GH2,GL1,GL2,GLO1,GLO2,
000380         GM1,GM2,GMO1,GMO2,GP,GPO,HILF,H1,H2,H11,H12,HILFO,INTENS,K,K1,K2,LA,
000390         MULT1,MULT2,N,NL TIEFE,NEN11,NEN12,NEN21,NEN22,NENO11,NENO12,NENO21,
000400         NENO22,NFO1,NFO2,NFL,NE2,NE11,NE12,NE21,NE22,RHOL1,RHOL2,RHOLO1,RHOLO2,
000410         S,SWAP,SIGMA,SP,S11,S12,S21,S22,S11U,S12U,SP11,SP12,SP21,SP22,TERM,VERGL;
000420  'ARRAY' ALPHA(/XA:XM/), ALPHO(/XOA:XOM/), D(/DA:ZM/), THETA(/YA:YM/),
000430          ALP(/XA:XM/), ALPO(/XOA:XOM/), THET(/YA:YM/);
000440  READ(SIGMA,ESQUAD,LA,ENPE,ENL,EPS1,EPS2,NFL);
000450S PRINT('('     N=PRISMA            WELLENLAENGE        SIGMA                EPSILON
000460S  1           EPSILON 2           ESQUAD')');
000470  PRINT(ENPE,LA,SIGMA,EPS1,EPS2,ESQUAD);
000480  PRINT('('     N=DIELEKTRIKUM')');
000490  PRINT(ENL);
000500  'IF' NFL 'EQUAL' 1 'THEN'
000510  PRINT('('OBERFLAECHENSTREUUNG')')
000520  'ELSE'
000530  PRINT('('VOLUMENSTREUUNG')');
000540  'FOR' X:= XA 'STEP' XS 'UNTIL' XM 'DO'
000550  'BEGIN'
000560  ALPHA(/X/) := X/10;
000570  'END';
000580  'FOR' XO := XOA 'STEP' XOS 'UNTIL' XOM 'DO'
000590  'BEGIN'
000600  ALPHO(/XO/) := XO/10;
000610  'END';
000620  'FOR' Y := YA 'STEP' YS 'UNTIL' YM 'DO'
000630  'BEGIN'
000640  THETA(/Y/) := Y;
000650  'END';
000660  'FOR' Z := DA 'STEP' B 'UNTIL' ZM 'DO'
000670  'BEGIN'
000680  D(/Z/) := Z;
000690  'END';
000700  'COMMENT' ANFANG DER D-SCHLEIFE;
```

```
000710  'FOR' Z := DA 'STEP' B 'UNTIL' ZM 'DO'
000720  'BEGIN'
000730  'COMMENT' ANFANG DER ALPHAO-SCHLEIFE;
000740  'FOR' XO := XOA 'STEP' XOS 'UNTIL' XOM 'DO'
000750  'BEGIN'
000760S PRINT(''('EINFALLSWINKEL       AUSFALLSWINKEL       LUFDDICKE            STREUWINK
000770S EL          INTENSITAET          VERGLEICHSINTENSITAET')');
000780  'COMMENT' ANFANG DER ALPHA-SCHLEIFE;
000790  'FOR' X := XA 'STEP' XS 'UNTIL' XM 'DO'
000800  'BEGIN'
000810  ALP(/X/) := (ALPH(/X/)*3.1415)/180;
000820  'COMMENT' BERECHNUNG DER G UND RHO;
000830  GP := COS(ALP(/X/))/ENPE;
000840  HILF := ENPE*SIN(ALP(/X/));
000850  H1 := HILF*HILF;
000860  CSQRT(1-H1/(ENL*ENL),0,GL1,GL2);
000870  GL1 := GL1/ENL;
000880  GL2 := GL2/ENL;
000890  RHOL1 := 2*3.1415*GL2*ENL*ENL/LA;
000900  RHOL2 := -2*3.1415*GL1*ENL*ENL/LA;
000910  CDIV(H1,0,EPS1,EPS2,H11,H12);
000920  CSQRT(1-H11,-H12,K1,K2);
000930  CSQRT(EPS1,EPS2,N,K);
000940  CDIV(K1,K2,N,K,GM1,GM2);
000950  NEN11 := (GL1+GP)*(GL1+GM1) - GL2*(GL2+GM2);
000960  NEN12 := GL2*(GL1+GM1) + (GL1+GP)*(GL2+GM2);
000970  NEN21 := (GL1-GP)*(GL1-GM1) - GL2*(GL2-GM2);
000980  NEN22 := GL2*(GL1-GM1) + (GL1-GP)*(GL2-GM2);
000990  'COMMENT' FAKTOR FUER TERMTEIL 1 (JZ);
001000  CSQRT(1-H1,0,GH1,GH2);
001010  CDIV(HILF,0,GH1,GH2,H1,H2);
001020  CDIV(2*GL1,2*GL2,GL1+GM1,GL2+GM2,K1,K2);
001030  'IF' OFL 'EQUAL' 1 'THEN'
001040  'BEGIN'
001050  S11 := (H1*K1 - H2*K2)/(ENL*ENL);
001060  S12 := (H1*K2 + H2*K1)/(ENL*ENL);
```

```
001070C 'END'
001080C 'ELSE'
001090  'BEGIN'
001100  S11 := H1*K1 - H2*K2;
001110  S12 := H1*K2 + H2*K1;
001120  S11U := S11;
001130  S12U := S12;
001140  CDIV(S11U,S12U,EPS1,EPS2,S11,S12);
001150  'END';
001160  'COMMENT' FAKTOR FUER TERMTEIL 2 (JS);
001170  CDIV(2*GM1,2*GM2,GL1+GM1,GL2+GM2,S21,S22);
001180  'COMMENT' FAKTOREN VOR TERM;
001190  'IF' DFL 'EQUAL' 1 'THEN'
001200  CDIV(EPS1-ENL*ENL,EPS2,EPS1,EPS2,H1,H2)
001210  'ELSE'
001220  CDIV(EPS1-1,EPS2,EPS1,EPS2,H1,H2);
001230  S := CABS(H1,H2) 'POWER' 2;
001240  S := S*FSQUAD*SIGMA*SIGMA*ENPE*ENPE/(16*3.1415);
001250  S := S*(4*3.1415*3.1415*COS(ALP(/X/))/LA) 'POWER' 2;
001260  'COMMENT' BERECHNUNG DER GO UND RHOO;
001270  ALPO(/XO/) := (ALPHO(/XO/)*3.1415)/180;
001280  GPO := COS(ALPO(/XO/))/ENPE;
001290  HILFO := ENPE*SIN(ALPO(/XO/));
001300  H1 := HILFO*HILFO;
001310  CSQRT(1-H1/(ENL*ENL),0,GLO1,GLO2);
001320  GLO1 := GLO1/ENL;
001330  GLO2 := GLO2/ENL;
001340  RHOLO1 := 2*3.1415*GLO2*ENL*ENL/LA;
001350  RHOLO2 := -2*3.1415*GLO1*ENL*ENL/LA;
001360  CDIV(H1,0,EPS1,EPS2,H11,H12);
001370  CSQRT(1-H11,-H12,K1,K2);
001380  CDIV(K1,K2,K,K,GMO1,GMO2);
001390  NENO11 := (GLO1+GPO)*(GLO1+GMO1) - GLO2*(GLO2+GMO2);
001400  NENO12 := GLO2*(GLO1+GMO1) + (GLO1+GPO)*(GLO2+GMO2);
001410  NENO21 := (GLO1-GPO)*(GLO1-GMO1) - GLO2*(GLO2-GMO2);
001420  NENO22 := G LO2*(GLO1-GMO1) + (GLO1-GPO)*(GLO2-GMO2);
```

```
001430  'COMMENT' FAKTOR FUER TERMTEIL 2;
001440  CSQRT((-HILFO*HILFO+EPS1)*4*3.1415*3.1415/(LA*LA), EPS2*4*3.1415*3.1415/(LA*LA),
001450        H1,H2);
001460  'COMMENT' ZUSAMMENGESETZTER FAKTOR FUER TERMTEIL 1;
001470  SP11 := -2*3.1415*HILFO*S12/LA;
001480  SP12 := 2*3.1415*HILFO*S11/LA;
001490  'COMMENT' ZUSAMMENGESETZTER FAKTOR FUER TERMTEIL 2;
001500  SP21 := S21*H2 + S22*H1;
001510  SP22 := -S21*H1 + S22*H2;
001520  CEXPO(RHOL1*D(/Z/),RHOL2*D(/Z/), H1,H2);
001530  NE11 := NEN11*H1 - NEN12*H2;
001540  NE12 := NEN11*H2 + NEN12*H1;
001550  CEXPO(-RHOL1*D(/Z/),-RHOL2*D(/Z/),H1,H2);
001560  NE21 := NEN21*H1 - NEN22*H2;
001570  NE22 := NEN21*H2 + NEN22*H1;
001580  NE1 := NE11-NE21;
001590  NE2 := NE12-NE22;
001600  CDIV(2*GL1,2*GL2,NE1,NE2,H1,H2);
001610  MULT1 := H1*(GL1+GM1)-H2*(GL2+GM2);
001620  MULT2 := H2*(GL1+GM1)+H1*(GL2+GM2);
001630  MULTIREF := CABS(MULT1,MULT2);
001640  CEXPO(RHOLO1*D(/Z/),RHOLO2*D(/Z/),H1,H2);
001650  NE11 := NENO11*H1-NENO12*H2;
001660  NE12 := NENO11*H2+NENO12*H1;
001670  CEXPO(-RHOLO1*D(/Z/),-RHOLO2*D(/Z/),H1,H2);
001680  NE21 := NENO21*H1-NENO22*H2;
001690  NE22 := NENO21*H2+NENO22*H1;
001700  NEO1 := NE11-NE21;
001710  NEO2 := NE12-NE22;
001720  CDIV(4*GPO,0,NEO1,NEO2,H1,H2);
001730  DELTA1 := GLO1*H1-GLO2*H2;
001740  DELTA2 := GLO1*H2+GLO2*H1;
001750  DELTA := CABS(DELTA1,DELTA2);
```

```
001760  SP := (MULTIREF*DELTA) 'POWER' 2 *S;
001770  'COMMENT' ANFANG DER THETA-SCHLEIFE;
001780  'FOR' Y := YA 'STEP' YS 'UNTIL' YM 'DO'
001790  'BEGIN'
001900  THET(/Y/) := (THETA(/Y/)*3.1415)/180;
001910  H1 := COS(THET(/Y/));
001920  TERM := CABS(SP11+SP21*H1,SP12+SP22*H1);
001930  H2 := HILF*HILF+HILFO*HILFO;
001940  INTENS := EXP(-SIGMA*SIGMA*3.1415*3.1415*(H2-2*HILF*HILFO*H1)/(LA*LA))
001950            *SP*TERM*TERM/(GPO*ENPE);
001960  SABS := ESQUAD*SIGMA*SIGMA*EXP(-SIGMA*SIGMA*3.1415*3.1415*(H2-2*HILF*HILFO*H1)/
001970            (LA*LA))/(4*3.1415);
001980  VERGL := INTENS/SABS;
001990  PRINT(ALPHO(/XO/), ALPH(/X/), D(/Z/), THETA(/Y/), INTENS, VERGL);
002000  'END'; 'END'; 'END'; 'END'; 'END'; 'END';
END PROTOKOLL
```

b. Vereinfachtes Programm für die Grenzfläche Glas-Metall bei senkrechter Inzidenz.

In diesem Programm wird die pp-Streuung für den Fall einer Grenzfläche Glas-Metall bei senkrechtem Lichteinfall nach der Gleichung (VII.9) berechnet.

Die Eingabedaten sind aus dem 'Comment' am Anfang des Programmes zu entnehmen.

```
ANFANG PROTOKOLL
000010  'BEGIN'
000020C 'COMMENT' STREULICHT VON DER GRENZFLAECHE GLAS-METALL IN DAS GLAS BEI SENK-
000030C           RECHTEM LICHTEINFALL
000040C           INTENS: NORMIERTE INTENSITAET
000050C           ALPHA: AUSFALLSWINKEL IN GRAD
000060C           ALP: AUSFALLSWINKEL IM BOGENMASS
000070C           LA: WELLENLAENGE DES LICHTES
000080C           NG: BRECHUNGSINDEX GLAS
000090C           EPS1,2: DK DES METALLES
000100C           G: G IN DER WOLTERFORMEL FUER AUSFALLENDES LICHT
000110C              L:LUFT, G: GLAS, M: METALL
000120C           K: UEBERTRAGENER VEKTOR, NORMIERT AUF OMEGA/C IN LUFT;
000130  'REAL' ALP,ALPHA,EPS1,EPS2,GM1,GM2,GM11,GM12,GL1,GL2,H,H1,H2,H11,H12,H21,H22,GG,
000140        K,LA,NG,PI,N21,N22,WEPS1,WEPS2,Z21,Z22,INTENS;
000150  READ(PI,LA,NG,EPS1,EPS2);
000160S PRINT('('          N-PRISMA              WELLENLAENGE          EPSILON 1              EP
000170S SILON 2')');
000180  PRINT(NG,LA,EPS1,EPS2);
000190  PRINT('('          ALPHA              K-NORMIERT           INTENSITAET')');
000200  'COMMENT' ANFANG DER WINKELSCHLEIFE;
000210  'FOR' ALPHA := 0 'STEP' 5 'UNTIL' 90 'DO'
000220  'BEGIN'
000230  ALP := ALPHA*PI/180;
000240  K := NG*SIN(ALP);
000250  'COMMENT' BERECHNUNG DER G;
000260  GG := SQRT(NG*NG - K*K);
000270  GG:= GG/(NG*NG);
000280  CSQRT(EPS1 - K*K, EPS2, GM11, GM12);
000290  CDIV(GM11, GM12, EPS1, EPS2, GM1, GM2);
000300  CSQRT(1 - K*K, 0, GL1, GL2);
000310  'COMMENT' BERECHNUNG VON H;
000320  CDIV(2*GM1, 2*GM2, GM1+GG, GM2, H11, H12);
000330  Z21 := NG*(NG*NG - EPS1);
```

```
000340  Z22 := -NG*EPS2;
000350  CSQRT(EPS1,EPS2,WEPS1,WEPS2 );
000360  N21 := WEPS1 + NG;
000370  N22 := WEPS2;
000380  CDIV(Z21, Z22, N21, N22, H21, H22);
000390  H1 := H11*H21 - H12*H22;
000400  H2 := H11*H22 + H12*H21;
000410  H := CABS(H1,H2);
000420  'COMMENT' BERECHNUNG DER INTENSITAET;
000430  INTENS := 4*PI*PI*((2*PI/LA) 'POWER' 4)*COS(ALP)*COS(ALP)*H*H;
000440  PRINT(ALPHA,K,INTENS);
000450  'END'; 'END';
ENDE PROTOKOLL
```

VIII. Literaturverzeichnis.

1 E.Kröger, E.Kretschmann: Z. Physik 237, 1 (1970)

2 A.Otto: Z. Physik 216, 398 (1968)

3 E.Kretschmann, H.Raether: Z. Naturf. 23a, 2135 (1968)

4 J.Bodesheim: Diplomarbeit, München 1973

5 J.Bodesheim, A.Otto: Surface Sci. 45, 441 (1974)

6 E.Kretschmann: Z. Physik 241, 313 (1971)

7 A.J.Braundmeier, E.T.Arakawa: J. Phys. Chem. Solids 35, 517 (1974)

8 D.Hornauer, H.Kapitza, H.Raether: J. Phys. D 7, L100 (1974)

9 D.-L.Hornauer, H.Raether: Thin Solid Films 34, 356 (1976)

10 S.Tolansky: Multiple-Beam Interference Microscopy of Metals, Academic Press, London, New York 1970

11 R.Bruns, H.Raether: Z. Physik 237, 98 (1971)

12 H.-J.Hagemann et al.: DESY - 74/7 (1974)

13 T.E.Faber, N.V.Smith: J. Opt. Soc. Am. 58, 102 (1968)

14 D.Guidotti, S.A.Rice: Phys. Rev. B 15, 3796 (1977)

15 H.J.Juranek: Z. Physik 233, 324 (1970)

16 H.Wolter: Handbuch der Physik, Bd. 24, Berlin - Göttingen - Heidelberg, Springer 1956

Bei allen, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit mit Rat und Tat unterstützt haben, möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Mein besonderer Dank gilt

Herrn Prof. Dr. A.Otto für Themenstellung und Betreuung der Arbeit, sowie für zahlreiche Diskussionen, in denen er wertvolle Anregungen und Ratschläge gab.

Herrn Prof. Dr. W.Rollwagen für die Möglichkeit, die Arbeit an seinem Institut durchzuführen.

Den Herren der Werkstatt unter der Leitung von Herrn Pfisterer und Herrn Ebenböck für die schnelle und präzise Herstellung zahlreicher Bauteile.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Otto für viele Diskussionen und kameradschaftliche Hilfe.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die diese Arbeit mit Sach- und Personalmitteln unterstützte.

Der Bayerischen Akademie der Wissenschaften für die Zuteilung von Rechenzeit im Leibnitz-Rechenzentrum.

Lebenslauf

Geburt:	27. Juli 1943 in Leipzig
Eltern:	Hans Bodesheim, Prokurist und Carmen, geb. Goetze
Schule:	1949 - 1953 ev. Volksschule in Garmisch 1953 - 1962 Oberrealschule in Garmisch-Partenkirchen 1962 Abitur
Wehrdienst:	1962 - 1964 Grundwehrdienst im Gebirgs-Fernmelde-Bataillon in Mittenwald
Studium:	1964 - 1973 Physik, Universität München 1973 Diplom in Physik
Beruf:	1973 - 1974 wissenschaftliche Hilfskraft 1974 - 1977 wissenschaftlicher Angestellter (Deutsche Forschungsgemeinschaft) Doktorarbeit
Familie:	Ehefrau Helga, geb. Toftmann